



Plasmas Lasers et Champs Magnétiques

Bruno Albertazzi

► To cite this version:

Bruno Albertazzi. Plasmas Lasers et Champs Magnétiques. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Ecole Polytechnique X; et Institut National de la Recherche Scientifique du Canada, 2014. Français. NNT : . pastel-01001881

HAL Id: pastel-01001881

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-01001881>

Submitted on 5 Jun 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Thèse présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR de L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

et de

PHILOSOPHIAE DOCTOR (Ph. D)

de

L'Institut National de la Recherche Scientifique (Université du Québec)

Par

Bruno ALBERTAZZI

Plasmas Lasers et Champs Magnétiques

Soutenue publiquement le 10 janvier 2014 devant le jury composé de :

Gérard Mourou

R. Paul Drake

Erik Lefebvre

Jean Claude Kieffer

Chantal Stehle

Henri Pépin

Julien Fuchs

Président du jury

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Examinatrice

Directeur de thèse

Directeur de thèse



Remerciements :

Je tiens en premier lieu à remercier François Amiranoff ainsi que Jean Claude Kieffer respectivement directeur du laboratoire LULI de l'Ecole Polytechnique de Paris et de l'INRS-EMT de Varennes pour l'accueil chaleureux et les excellentes conditions de travail dont j'ai jouie durant ses quatre années.

Mes plus sérieux remerciements sont dirigés vers mes deux directeurs de thèses, Henri Pépin et Julien Fuchs. Ils auront toujours été présents tant sur le plan humain que scientifique afin de m'aguiller et me guider dans le long cheminement qu'est l'écriture d'une thèse. Ils auront également su me transmettre leur immense expérience du « terrain », notamment en me faisant acquérir les bases essentielles à la réalisation d'expérience ou à la communication scientifique (et la tâche était ardue ...). Je suis conscient d'avoir eu une chance unique de travailler avec ses deux gentlemen. Tout simplement Merci !

Je remercie également les membres du jury pour leur remarque constructive à mon mémoire. Elles m'ont permis de clarifier et d'approfondir certains points qui le méritaient.

Une thèse, en règle générale, ne peut s'accomplir sans aide, qui plus est lorsque celle-ci est expérimentale. Elle est le fruit d'interaction entre des personnes compétentes dans des domaines bien définis. Je tiens donc à remercier mes nombreux collaborateurs pour leur contribution : Claude du CEA, Tommaso, Caterina, Lorenzo, Motoaki, Anna, Patrick du LULI, Jérôme, Julien, Oliver du LNCMI, Andrea du LERMA, Fabian, Hans-Peter, Trevor du HZDR, Domenico de l'Université de Belfast, Marco, Jurgen, Christian de l'Université de Duesseldorf, Emmanuel du CELIA et Livia, Patrizio de l'Université de Rome. Certains aspects de ce mémoire m'ont amené également à fortement interagir avec les techniciens et laséristes du LULI, je souhaite également leur exprimer toute ma gratitude : Domingos, Bruno.H, Pascal, Steve, Laurent, Bruno.M, Edouard, Julie, Johanna, Luc, Daniel, Jean Michel.

Merci à « la bande d'huitres » qu'il faut prendre le temps d'ouvrir afin de découvrir des personnes vraiment admirables : Sébastien (qui ne s'est jamais découragé des défaites au tennis et qui m'aura montré la voie ... courage un jour tu gagneras ... ou pas), Maxence (qui aura su supporter mes nombreuses frasques et m'apprendre un peu le français), Clément (la personne indispensable à une soirée réussie), Roman (on se souviendra de la Crête, surtout pour toi ...), Adrien (qui supporte une équipe de bras cassés), Raphael (qui te permet de te dire que tu tiens bien l'alcool), Vincent (viva la Japonie), Laura (la touche féminine du bureau avec ses deux copains), Anne-Claire (la fille qui murmurait à l'oreille des chevaux), Anaïs (où la chanson qui tue), Floriane (qui écoute « parfois » de la bonne musique) et ceux que j'ai côtoyés : Fred, Claire, Marc, Mathieu, Emilie, Fabien, Vincent, Philippe, Marco-o, Semen, Mikayel, Fouad, Guillaume, Jean Luc. Mille excuses à toi que j'ai oublié.

Comment ne pas avoir une pensée pour Camille, Olive et Loic qui m'ont permis de « m'évader » du quotidien, de Jean-Baptiste, mon coloc aux 50 téléphones et de Manu, Anna, Julia, Marie et mes potes de Fameck pour le reste.

Vous avez, à diverses échelles, constitué mon Univers durant ses quatre années de thèse et je vous en remercie.

Enfin, je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mes parents et ma famille pour leur encouragements et le soutien indéfectible dont ils ont fait preuve durant cette aventure.

Table des Matières

Introduction Générale	9
Chapitre 1 : Dynamique expérimentale de champs magnétiques autogénérés en régime nanoseconde	14
Introduction	14
I. Génération de champ magnétique au cours de l'interaction d'un laser d'intensité $I < 10^{16}$ W.cm⁻² avec une cible solide	15
A. L'effet Nernst : convection et amplification du champ magnétique dans les zones sur denses du plasma.....	16
B. Couplage entre flux de chaleur non local et champ magnétique	18
1. Description générale du transport électronique	18
2. Couplage entre champ magnétique et transport électronique.....	19
3. Effet Righi-Leduc : influence du champ magnétique sur le flux de chaleur	19
C. Influence de la force de friction.....	20
D. Le terme source du champ magnétique : l'effet thermoélectrique	21
E. Conclusion : l'équation d'induction magnétique.....	22
II. Mesure expérimentale de la dynamique des champs magnétiques au cours de l'interaction d'un laser de forte puissance avec un solide	22
A. Paramètres lasers	23
B. Les différents diagnostics	25
1. Plaque de réflectivité : Spectralon.....	25
2. Sténopé X	26
3. Interférométrie de Nomarski et Polarimétrie.....	27
4. La radiographie par protons.....	29
III. Présentation des résultats expérimentaux.....	31
A. Mesure du diamètre d'émission X pour le cas d'une cible Au.....	31
B. Dynamique temporelle des champs magnétiques dans le cas du Mylar.....	32
C. Dynamique temporelle des champs magnétiques dans le cas de Au.....	35
D. Incertitudes sur les mesures de radiographie par protons	36
E. Discussion préliminaire sur les vitesses mesurées expérimentalement	37
F. Influence de l'absorption de l'énergie laser sur la zone de déflexion :	38
G. Influence de l'épaisseur de cible sur le diamètre de la zone de déplétion	39
IV. Comparaisons entre les résultats expérimentaux et les simulations issues de FCI2	40

A. Le code de simulation FCI2	40
B. Résultats et comparaisons entre le code FCI2 et les mesures d'expansion hydrodynamique du plasma pour une cible de Mylar de 23 μm	40
1. Dynamique temporelle de l'expansion hydrodynamique de la plume plasma issue de FCI2	40
2. Comparaisons entre l'expansion hydrodynamique du plasma expérimentale et celle issue de FCI2.....	42
C. Résultats et comparaisons entre le code FCI2 et l'expérience de la dynamique temporelle des champs magnétiques autogénérés pour une cible de Mylar de 23 μm	42
1. Dynamique temporelle des champs magnétiques issus de FCI2	42
2. Méthode de comparaison : le code particulière de déflectométrie (CPD).....	44
3. Comparaisons des zones de déflexions observées expérimentalement et en simulations FCI2 à $t = 821$ ps	44
4. Comparaisons des zones de déflexions observées expérimentalement et en simulations FCI2 à $t > 821$ ps	45
D. Discussion sur la dynamique du champ magnétique.....	46
V. Conclusion et perspective.....	48
Références.....	49

Chapitre 2 : Dynamique expérimentale et Numérique des Champs Magnétiques Autogénérés en Régime Picoseconde

51

Introduction

51

I. Une multitude de mécanismes permettant de générer un champ magnétique au cours de l'interaction d'un laser UHI-matière.....

53

A. Champs magnétiques créés par les électrons chauds.....	53
1. Mécanisme de génération des électrons chauds	53
2. Caractéristiques et amplitudes des champs magnétiques	56
B. Autre mécanisme de génération de champs magnétiques : l'inhomogénéité de faisceau laser.	58
C. Les champs magnétiques à petite échelle	59
1. Champ magnétique dû aux instabilités de Weibel.....	60
2. Champ magnétique dû à l'absorption résonante.....	60
3. Champ magnétique dû aux instabilités thermiques	61
D. Analyse fine de l'influence des différentes configurations de champs magnétiques sur la déflexion de faisceaux de protons	61
1. Influence du champ en face arrière de la cible	61
2. Influence du champ en face avant de la cible	62

II. Dynamique des champs magnétiques autogénérés aux temps courts étudiée au moyen d'un code particulière : PICLS.....	63
A. Description du code particulière PICLS.....	63
B. Paramètres de simulations PICLS	64
C. Evolution des champs magnétiques en face avant et arrière d'une cible solide irradiée par un laser ayant un angle d'incidence nul	65
D. Champ magnétique autogénéré à l'intérieur de la cible	67
III. Dynamique des champs magnétiques à temps longs : phase d'expansion hydrodynamique	69
A. Temps de transition entre la phase dominée par les électrons chauds et la phase hydrodynamique.....	69
1. Présentation du code.....	69
2. Principaux résultats	70
3. Conclusion sur les temps de transition	71
B. La phase d'expansion hydrodynamique du plasma.....	72
1. Précédents travaux.....	72
2. Estimation du champ magnétique généré par effet thermoélectrique.	73
3. Simulation hydrodynamique CHIC des champs magnétiques autogénérés	76
IV. L'expérience TITAN : deux faisceaux ultra-courts et un miroir plasma.....	77
A. Réalisation de l'expérience : montage et contrainte.....	78
B. Miroir plasma (MP) : un outil permettant d'observer une dynamique de champ plus claire	79
V. Résultats expérimentaux et analyse :.....	80
A. Structure de champs à grandes échelles	80
1. Présentation des résultats.....	80
2. Comparaisons entre les résultats expérimentaux et les simulations PICLS à temps courts ..	83
3. Estimation de l'amplitude de champ magnétique pour une cible Al 3 μm	85
4. Discussion sur le phénomène de collimation de protons observé au cours du temps	90
B. Structures de champs magnétiques à petite échelle reliées à l'instabilité de Weibel ou de filamentation de courant.....	93
1. Analyse des structures dans le cas d'un métal Al : filamentation du faisceau d'électrons....	93
2. Observations du phénomène de coalescence : dynamique de l'instabilité de Weibel.....	95
3. Discussion sur l'impact de l'instabilité de Weibel dans le transport électronique	98
4. Analyse des structures dans le cas d'un isolant : le PET.....	99
5. Observations de l'évolution des structures dans le cas d'un isolant : PET	101
VI. Application concrète : la lentille magnétique.....	102
A. Etat de l'art.....	102
B. Caractéristiques du faisceau de protons.....	103
1. Augmentation du flux de protons	103

2. Propagation du faisceau de particules chargées (protons) après la lentille magnétique	104
C. Optimisation du dispositif	106
VII. Conclusion et Perspective	108
Références.....	110

Chapitre 3 : Les jets Astrophysiques Simulés en Laboratoire : Influence d'une Composante Poloidale de Champ sur la Collimation et la Morphologie de Plasma produit par laser : Expérience et Simulation

113

Introduction générale	113
-----------------------	-----

Partie I : Génération d'un Fort Champ magnétique (40 T) en Environnement Laser

114

I. Générateur de courant.....	115
II. Conception de la bobine.....	116
A. Un exemple de conception problématique pour un environnement laser.....	117
B. La bobine conçue par le LNCMI : un compromis entre encombrement et fiabilité.....	118
III. Génération et caractéristique du champ magnétique	119
A. Schéma électrique et limiteur de courant	119
B. Caractéristiques du champ magnétique généré	121
IV. Implantation dans un environnement laser : ELFIE.....	122
A. Le laser ELFIE	122
B. Implantation dans la chambre d'expérience ELFIE de l'Ecole Polytechnique	123

Partie II : Collimation et Morphologie de Jets Astrophysiques Simulés en Laboratoire

124

I. Pertinence des paramètres expérimentaux	127
A. Choix du champ magnétique	127
B. Les lois d'échelles	128
C. Paramètre β_{cin} (Pression cinétique/Pression magnétique)	132
II. Montage expérimental et diagnostic utilisé :.....	134
A. Montage expérimental.....	134
B. Diagnostic : principe de mesure de densité électronique dans un plasma par interférométrie Mach Zehnder.....	135

III. Présentation des résultats expérimentaux.....	136
A. Influence du champ B sur la collimation du plasma près de la source.....	136
B. Reproductibilité des données expérimentales.....	138
C. Dynamique de l'évolution du plasma à la base de l'écoulement à $I \sim 10^{12} \text{W.cm}^{-2}$	138
1. Le cas du CH.....	138
2. Le cas Cu.....	139
D. Morphologie de l'écoulement de plasma.....	142
1. Reconstruction expérimentale de l'écoulement plasma à longue distance.....	142
2. Influence du paramètre β sur la morphologie du jet.....	143
IV. Comparaisons entre simulations MHD GORGON et expérience.....	144
A. La plateforme de simulations DUED + GORGON.....	145
B. Comparaisons entre l'expérience et la simulation.....	147
C. Discussion sur la morphologie du jet au moyen des simulations GORGON.....	150
1. Formation de la cavité et d'une enveloppe.....	150
2. Recollimation du plasma vers l'axe et formation d'une zone de choc stationnaire.....	151
3. Possibilité d'avoir plusieurs chocs de recollimation.....	152
V. Simulations astrophysiques RAMSES.....	153
A. Le code RAMSES.....	153
B. Simulations RAMSES : Zone d'émissivité stationnaire.....	154
VI. Observations astronomiques.....	158
A. Observations de L1551 IRS5 HH154.....	158
B. Zone d'émission X stationnaire dans L1551 IRS 5.....	159
C. Interprétation des observations de L1551 IRS 5.....	161
D. Conclusion.....	162
VII. Conclusion et Perspective.....	162
Références.....	165
Conclusion et Perspective générale.....	167
Annexe I : Mesure de Densité par Inversion d'Abel : Limitations et Incertitudes de la Mesure.....	171
Rôle de l'Auteur.....	180
Liste de Publications et Brevets.....	182

Introduction Générale

Ce travail de thèse porte sur le couplage entre un plasma produit par laser et un champ magnétique, et se divise en deux grandes parties :

- La première partie est une étude expérimentale et numérique de la dynamique des **champs magnétiques autogénérés** au cours de l'interaction d'un laser de haute puissance avec une cible solide aussi bien en régime nanoseconde qu'en régime picoseconde. Ce travail s'inscrit dans la problématique de la Fusion par Confinement Inertiel (FCI).
- La deuxième partie est l'étude expérimentale et numérique de l'influence d'un **champ magnétique externe** sur la collimation et la morphologie d'un jet de plasma produit par laser. Ce travail vise à mieux comprendre la collimation et la morphologie de jets astrophysiques. Il met en jeu une plateforme permettant de créer dans un environnement d'interaction laser matière un champ magnétique externe de 40 Tesla à partir d'une bobine réutilisable à chaque tir.

LES CHAMPS MAGNETIQUES AUTOGENERES : UNE PROBLEMATIQUE DE FCI

La première partie de cette thèse expose les problématiques liées aux champs magnétiques autogénérés qui peuvent être rencontrées dans les études de Fusion par Confinement Inertiel (FCI).

Nous ferons tout d'abord un bref rappel des deux approches de la FCI : l'attaque indirecte et l'attaque directe [1]. Elles sont illustrées sur les Figs. 0.1 et 0.2. En attaque indirecte, les faisceaux lasers ne sont pas focalisés directement sur la cible, mais à l'intérieur d'un holhraum (cavité). L'interaction des faisceaux lasers avec la paroi de la cavité génère alors des rayons X qui chauffent la capsule de Deuterium-Tritium (DT) placée au centre de la cavité. Comme cela sera détaillé dans le chapitre 1, la détente du plasma vers le vide, induite par l'irradiation laser, génère également un champ magnétique. Ce processus est illustré sur la Fig. 0.1. En attaque directe, la capsule de combustible de DT est irradiée directement par un nombre important de faisceaux lasers pour lesquels la symétrie d'attaque est essentielle. L'allumage rapide du combustible peut être initié par un faisceau laser annexe picoseconde produisant des électrons chauds ou des ions qui chauffent le combustible à coeur.

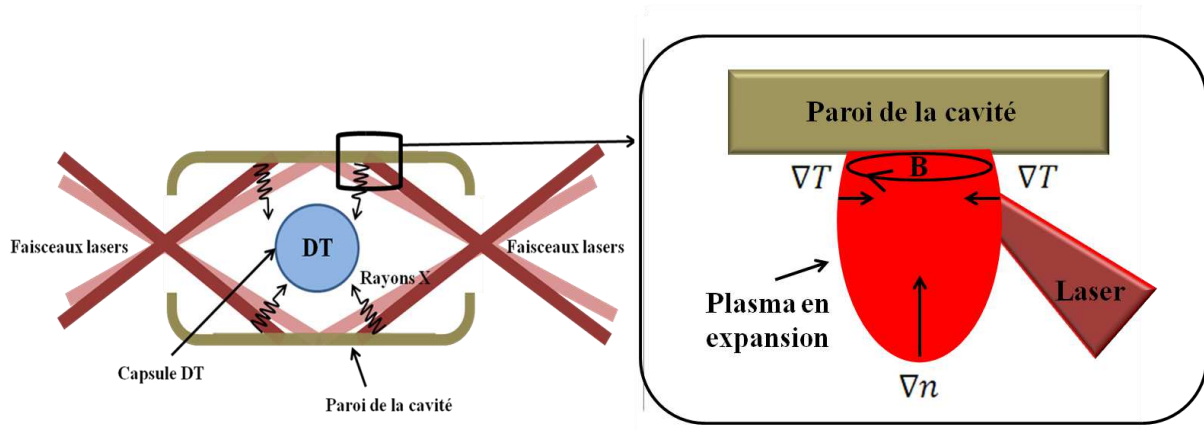


Figure 0.1 Schéma de l'attaque indirecte de la Fusion par Confinement Inertiel (FCI).

Dans les différentes approches présentées ci-dessus, les champs magnétiques autogénérés jouent sans conteste un rôle primordial dans l'atteinte de l'ignition. Dans le cadre de l'attaque indirecte, la compréhension du transport de chaleur est un point clé de ce schéma, car il influe sur la génération de rayons X qui chauffent ensuite la cible de DT au centre de la cavité. Or il se trouve, ainsi suggéré par des études théoriques [2], que les champs magnétiques autogénérés au cours de l'interaction entre un faisceau laser et la paroi du holhraum (cf. Fig. 0.1) peuvent influencer de manière significative le transport de chaleur. Cependant, et d'une façon un peu surprenante, il n'existe pas d'études pertinentes s'intéressant à la dynamique de ces champs d'un point de vue expérimental. Il est vrai qu'un certain nombre de mesures [3] de champs magnétiques autogénérés ont été effectuées, mais de manière surtout qualitative sans être comparées en détail à des simulations. Ainsi, la topologie de ces champs telle que prédite par ces publications diffère significativement de ce que nous mesurons comme on le verra dans le chapitre 1.

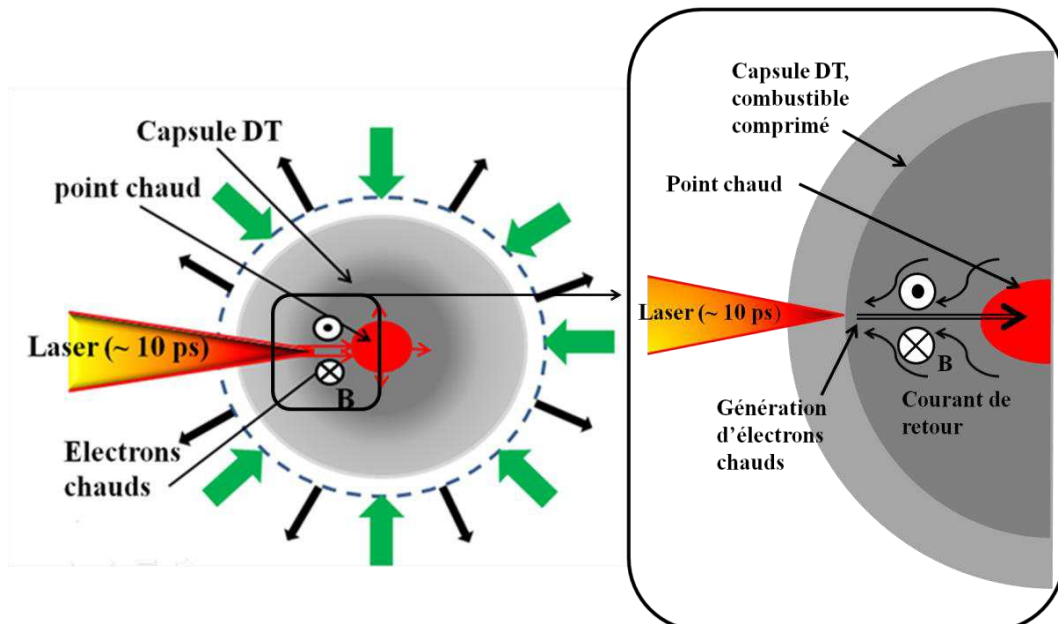


Figure 0.2 Schéma de l'allumeur rapide électronique de la Fusion par Confinement Inertiel (FCI).

Quant au schéma d'allumage rapide électronique (cf. Fig. 0.2), son point clé est relié au transport des électrons chauds dans la partie comprimée de la capsule de DT ; il est nécessaire qu'ils puissent se propager jusqu'au cœur de la capsule afin d'y déposer leur énergie. Un facteur qui d'évidence va jouer

sur le transport électronique est la présence de champs magnétiques autogénérés (comme illustré sur la droite de la Fig. 0.2) du fait de l'imparfaite neutralisation des courants d'électrons rapides en tout point de la cible. Il a été par exemple évoqué [4] d'exploiter ces champs magnétiques autogénérés (cf. Fig. 0.2) afin d'aider à la collimation du faisceau d'électrons chauds. Une étude s'avère donc nécessaire afin de caractériser la dynamique temporelle de ces champs magnétiques autogénérés et d'évaluer le couplage qu'il peut exister entre ceux-ci et le transport des électrons chauds dans la matière dense. Ceci fait l'objet du chapitre 2. Nous verrons également dans ce chapitre que ces forts champs magnétiques peuvent également servir à d'autres applications, notamment la collimation de sources de particules chargées, qui peuvent être d'intérêt pour d'autres schémas d'allumage rapide (protonique par exemple [5]).

L'aspect novateur de la partie expérimentale de cette première partie a consisté à utiliser un nouveau diagnostic (la radiographie par protons), nous permettant de mesurer dans la partie dense du plasma, la distribution spatiale, la dynamique et l'amplitude (dans certains cas particuliers) des champs magnétiques et de pouvoir comparer ces résultats à des simulations pertinentes. Cette étude nous permet d'avoir une meilleure compréhension des processus physiques mis en jeu dans le couplage champ magnétique - transport de chaleur (non-localité, effet Nernst, effet Righi-Leduc) pour le cas d'impulsions laser nanoseconde et dans le couplage champ magnétique-transport électronique (effet des champs magnétiques à grandes échelles, effet des champs magnétiques à petites échelles) pour le cas d'impulsions laser picoseconde. Nous verrons également que certaines configurations de champs magnétiques permettent de collimer des particules chargées énergétiques.

LES CHAMPS MAGNETIQUES EXTERNES : APPLICATION A L'ASTROPHYSIQUE DE LABORATOIRE : LES JETS

La deuxième grande thématique de cette thèse est liée à l'étude expérimentale et numérique, d'écoulements plasma sous influence d'un champ magnétique externe dans la direction de propagation de l'écoulement (i.e. poloidal). Cette étude vise à améliorer notre compréhension des mécanismes conduisant à la formation de jets astrophysiques.

Les jets de plasmas astrophysiques sont des phénomènes omniprésents et fascinants dans l'Univers. Ces jets, très fortement collimatés, sont éjectés à partir d'un objet central qui peut être une étoile jeune (YSO, cf. Fig. 0.3), une nébuleuse planétaire (PNe), un micro-quasar ou encore un trou noir galactique supermassif (SMBH), et autour duquel un disque d'accrétion existe (un bémol est à donner pour les PNe dans lesquels nous n'avons pas observé de disque d'accrétion, cf. Fig. 0.3). Dans le modèle standard [6] servant à décrire la formation du jet, la force associée à la composante de champ magnétique perpendiculaire à la direction de l'écoulement (« hoop stress »), permet de collimer la matière éjectée à grand angle perpendiculairement au disque, et ainsi de générer un jet bipolaire. Ce champ est induit par l'enroulement toroïdal (perpendiculaire à l'écoulement plasma) progressif des lignes de champs par le disque d'accrétion. Dans ce chapitre, nous allons montrer qu'un champ magnétique poloidal seul peut également collimer un vent à grand angle en un jet avec des paramètres en regard des observations astronomiques. L'intérêt particulier de ce mécanisme est qu'il est associé à un choc de recollimation. Ce dernier est relativement proche de la source et pourrait expliquer d'intrigantes observations astronomiques d'émissions X stationnaires localisées à la base des jets.

Au cours du chapitre 3, je vais donc montrer comment nous avons couplé à un laser de forte puissance, une plateforme permettant de générer, en environnement laser, un champ magnétique externe jusqu'à

40 T afin de mener à bien l'étude de la collimation de jets de plasma par champ magnétique. Les données expérimentales confrontées aux simulations de l'expérience permettent d'élucider le mécanisme de collimation. Des simulations astrophysiques nous montrent que ce mécanisme est aussi à l'œuvre dans les systèmes astrophysiques. Ces simulations sont comparées avec des observations astronomiques. Nous trouvons que, près de la source de l'écoulement, il existe une très forte convergence de l'écoulement plasma vers l'axe de propagation, donnant naissance à un choc conique à partir duquel la collimation du jet émerge.

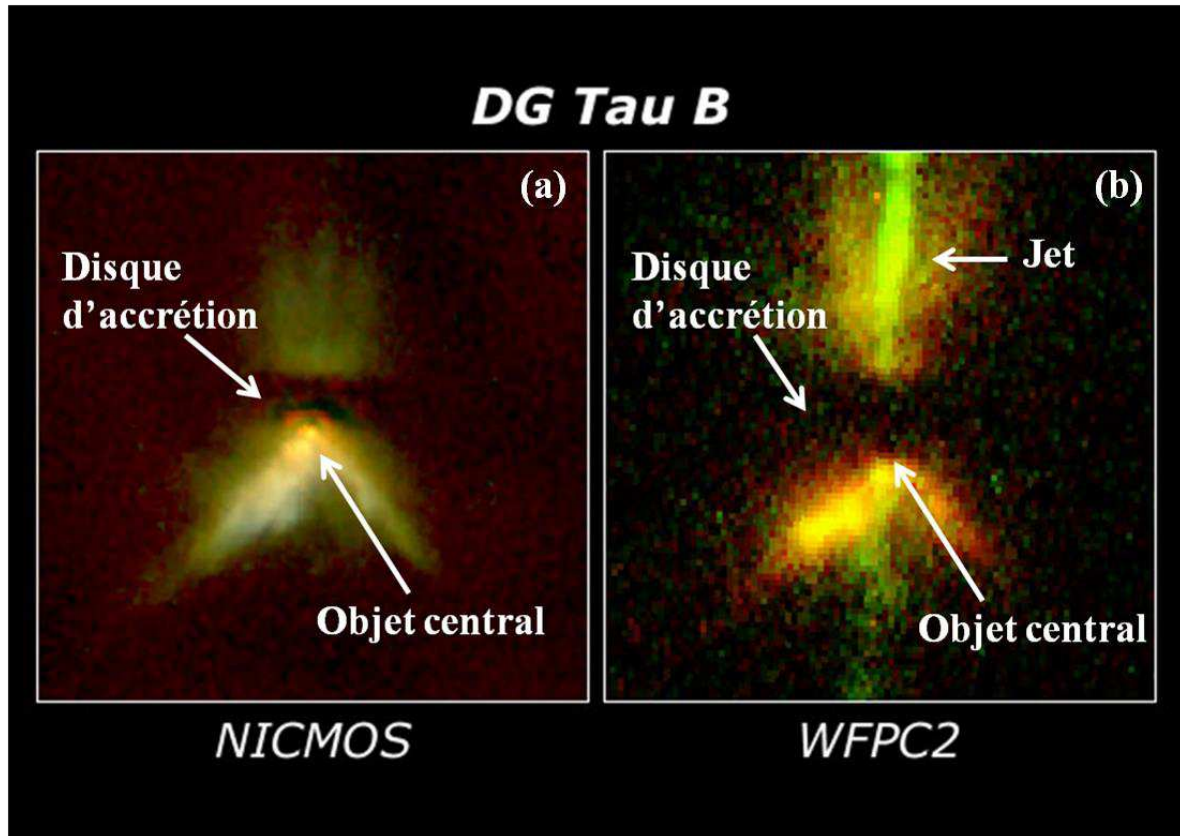


Figure 0.3 (a) NICMOS (Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer) : Image dans les infrarouges prises avec l'instrument NICMOS de Hubble, de DG Tau b, Credits : D. Padgett (IPAC/Caltech), W. Brandner (IPAC), K. Stapelfeldt (JPL). (b) WFPC2 (Wide Field and Planetary Camera 2) : Image en lumière visible de DG Tau b, Credits : C. Burrows (STScI). WFPC2 souligne le jet sortant du système, tandis que NICMOS pénètre à l'intérieur de la poussière, près de l'étoile et permet d'indiquer la présence d'un large disque autour de l'étoile en formation (bande noire horizontale sur l'image NICMOS). L'étoile jeune apparaît également sur l'image NICMOS : c'est la tache rouge au sommet du V de poussière du bas.

Références

- [1] S. Atzeni and J. Meyer-ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion* (Oxford University Press, Oxford, 2004)
 - [2] G. Schurtz et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 095002 (2007)
 - [3] L. Willingale et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 105002 (2010) ; L. Willingale Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 124026 (2011) ; C. K. Li et al., Phys. Rev. Lett **97**, 135003 (2006) ; C. K. Li et al., Phys. Rev. Lett **102**, 205001 (2009) ; C. K. Li et al., Phys. Rev. Lett **108**, 025001 (2012) ; C. K. Li et al., Nucl. Fusion **53**, 073022 (2013)
 - [4] X. H. Yang et al., Phys. Plasmas, **18**, 093102 (2011)
 - [5] M. Roth et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 436 (2001)
 - [6] R. D. Blandford and D. G. Payne, Mont. Not. R. Astron. Soc **199**, 883 (1982)
-

Chapitre 1 : Dynamique Expérimentale de Champs Magnétiques Autogénérés en Régime Nanoseconde

INTRODUCTION

Ce chapitre présente une étude expérimentale de la dynamique des champs magnétiques autogénérés, produits lors de la détente du plasma de couronne suite à l'irradiation d'une cible solide par un laser d'impulsion nanoseconde de forte puissance. Ces champs magnétiques sont connus depuis le début des années 70 où Stamper [1] montra que le mécanisme principal responsable de la génération et de la croissance de ces champs magnétiques était dû à la non-colinéarité entre le gradient de température et le gradient de densité. Ils peuvent être d'amplitude assez élevée [2] de l'ordre d'un à quelques MG et les simulations suggèrent qu'ils pourraient influencer significativement la dynamique du plasma notamment en modifiant le flux de chaleur [3]. Il est de ce fait important d'en étudier plus précisément les effets afin d'améliorer la validité des codes de simulations qui sont utilisés pour la conception des expériences sur les installations de grandes envergures telles que le NIF, le LMJ ou des projets comme HiPER.

ETAT DE L'ART

Les mesures de champs magnétiques autogénérés au cours de l'irradiation d'une cible solide par un laser d'impulsion nanoseconde ont toujours été un défi pour les expérimentateurs. En effet, les premières études expérimentales utilisaient des diagnostics lasers optiques restreints à des plasmas de basse densité. Ces mesures exploitaient l'effet Faraday, c'est-à-dire la rotation de la polarisation linéaire d'une onde se propageant à travers un plasma magnétisé [4], ou bien l'effet Zeeman qui apparaît lorsqu'une source lumineuse est en présence d'un champ magnétique : les niveaux d'énergie des atomes sont alors subdivisés (levée de dégénérescence suivant m). Dans ce dernier cas, en pratique, du fait du large nombre d'atomes en présence et de leur forte température, nous n'observons cependant qu'un élargissement des raies dues aux champs magnétiques [5]. Dans le cas de la polarimétrie, le diagnostic le plus répandu, les limitations sont importantes. La première est liée au fait que l'angle de polarisation est directement proportionnel à $\int n_e \mathbf{B} d\mathbf{l}$ c'est-à-dire qu'il est nécessaire, en parallèle, de mesurer la densité du plasma. La deuxième, et sûrement la plus importante, est que ce diagnostic ne permet pas l'accès aux zones sur-denses du plasma. Or il semblerait bien que ce soit dans ces régions que sont présents les champs magnétiques les plus importants [2] malgré des études tendant à montrer le contraire [6]. Il existe donc une incertitude : à savoir si les champs sont effectivement transportés vers les zones sur-denses ou sont localisés dans les zones moins denses du plasma. En d'autres termes, leur dynamique n'est pas bien comprise. Les récentes avancées dans le développement de diagnostics capables de nous fournir des informations qualitatives et quantitatives relatives à la dynamique et à la distribution spatiale des champs magnétiques autogénérés permettent

aujourd'hui l'accès à ces zones sur denses. Il s'agit de la radiographie par protons qui consiste à envoyer un faisceau de particules chargées (protons) à travers un plasma, et de regarder sa déflexion par la force de Lorentz associée au champ magnétique (ou électrique d'ailleurs). La première démonstration expérimentale de la pertinence de ce type de diagnostics pour mesurer des champs magnétiques en régime nanoseconde a été réalisée par [7] où il a été montré qu'il était effectivement possible d'obtenir des informations intéressantes sur l'amplitude et la distribution spatiale des champs magnétiques dans la partie dense du plasma. Par ailleurs, les travaux de C. K. Li [8] ont permis de montrer que les champs magnétiques et électriques autogénérés jouaient un rôle significatif dans la dynamique d'implosion du hohlraum dans le cadre de la Fusion par Confinement Inertiel et notamment du schéma d'attaque indirecte. D'autres études [2] ont mis en évidence l'importance de prendre en compte, dans l'évolution des champs magnétiques, des effets comme l'effet Nernst [9]. Il a également été montré que la génération de champs magnétiques entraîne un flux de chaleur non local pouvant potentiellement former des barrières de transport à l'intérieur d'un hohlraum par exemple [3]. A la suite de cette étude, notre groupe a conduit une expérience sur l'installation LULI2000 [10] qui s'est effectivement attelée à mesurer les champs magnétiques autogénérés dans la partie dense du plasma. La dynamique du champ n'a pu être observée, les mesures étant restreintes à un temps seulement au cours de l'interaction (600 ps). Néanmoins, cette expérience a montré que même à temps court (au regard de la durée de l'impulsion laser qui est de 2 ns), il existe des écarts significatifs entre les champs mesurés et ceux prédits par les codes de simulations hydro-radiatif (dans ce cas CHIC) [10, 11].

OBJECTIF DU CHAPITRE

L'objectif de ce chapitre est donc de mesurer et de caractériser expérimentalement la dynamique, la distribution spatiale et la croissance de champs magnétiques autogénérés au cours de l'interaction d'un faisceau nanoseconde avec une cible solide de Mylar et de Au. Ces mesures sont ensuite comparées avec le code de simulations du CEA, FCI2, afin de vérifier que les zones de déflexions de protons observées en expérience sont bien reproduites par FCI2. Il s'agit également de donner des résultats expérimentaux pour une cible de Au (évolution du diamètre de l'émission X, diamètre de la zone de déflexion de protons) afin que ces mesures puissent être utilisées comme test de tels codes de simulation.

PLAN DU CHAPITRE

Dans une première partie, les différents aspects de la génération de champ magnétique au cours de l'interaction d'un laser d'intensité $I < 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ avec une cible solide sont exposés. La deuxième partie présente l'expérience que nous avons réalisée sur l'installation TITAN de Livermore avec la caractérisation des paramètres plasmas et lasers afin d'entreprendre des comparaisons pertinentes avec le code de simulation FCI2. La troisième partie expose les résultats expérimentaux. La comparaison avec le code FCI2 est enfin présentée dans la dernière partie.

I. Génération de champ magnétique au cours de l'interaction d'un laser d'intensité $I < 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ avec une cible solide

Nous allons tout d'abord nous intéresser à la génération de champ magnétique au cours de l'irradiation d'une cible solide par un laser ayant une intensité relativement faible $I < 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$. En effet, si l'intensité laser est supérieure à $10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$, le champ de l'onde devient supérieur au champ Coulombien de l'atome d'hydrogène, et nous atteignons le régime relativiste pour les électrons

accélérés. Nous allons tout d'abord partir de l'équation d'induction magnétique. En première approximation, celle-ci est de la forme suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left[\mathbf{u} \times \mathbf{B} + \frac{c}{en_e} \left(\nabla P_e - \mathbf{R} - \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} \right) \right] \quad (1.1)$$

Avec \mathbf{u} la vitesse fluide, \mathbf{B} le champ magnétique, n_e la densité électronique, P_e la pression électronique et \mathbf{J} le courant. Le transfert de la quantité de mouvement des ions vers les électrons par collisions $\mathbf{R} = \mathbf{R}_u + \mathbf{R}_T$ peut être décomposé en deux parties : la force de friction \mathbf{R}_u due à la différence de vitesse entre les ions et les électrons, et la force thermique \mathbf{R}_T due à la présence d'un gradient de température électronique. Les notations utilisées ici ($\alpha_{\parallel}, \alpha_{\perp}, \alpha_{\wedge}, \beta_{\parallel}, \beta_{\perp}, \beta_{\wedge}$) correspondent aux notations, et donc aux coefficients utilisés par S.I. Braginskii [12] :

$$\mathbf{R}_u = -\alpha_{\parallel} \mathbf{v}_{\parallel} - \alpha_{\perp} \mathbf{v}_{\perp} + \alpha_{\wedge} \left(\frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \times \mathbf{v} \right) = \frac{\alpha_{\parallel}}{en_e} \mathbf{j}_{\parallel} + \frac{\alpha_{\perp}}{en_e} \mathbf{j}_{\perp} + \frac{\alpha_{\wedge}}{en_e} \mathbf{j} \times \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \quad (1.2)$$

$$\mathbf{R}_T = -\beta_{\parallel} \nabla_{\parallel} kT_e - \beta_{\perp} \nabla_{\perp} kT_e - \beta_{\wedge} \left(\frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \times \nabla kT_e \right) \quad (1.3)$$

L'équation (1.1) d'induction magnétique devient alors : (en négligeant les termes dans la direction parallèle aux champs magnétiques) :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left\{ \mathbf{u} \times \mathbf{B} + \frac{c}{en_e} \left[\nabla P_e - \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} - \frac{\alpha_{\perp}}{en_e} \mathbf{j}_{\perp} - \frac{\alpha_{\wedge}}{en_e} \mathbf{j} \times \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} + \beta_{\perp} \nabla_{\perp} kT_e + \beta_{\wedge} \left(\frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \times \nabla kT_e \right) \right] \right\} \quad (1.4)$$

Le premier terme de l'équation (1.4) est un terme de convection du flux magnétique par le mouvement des ions. Ce terme est également parfois appelé effet dynamo. Le terme suivant est un terme source du champ magnétique. Le troisième est un terme de diffusion du champ, le quatrième est l'effet Hall, le cinquième est un terme croisé de diffusion (négligeable), le sixième terme a pour effet le pincement du champ magnétique [13] et le dernier terme de l'équation est lié au phénomène classique de l'effet Nernst [9] détaillé juste après.

Nous allons maintenant nous intéresser aux différents effets du champ magnétique sur la dynamique du flux de chaleur.

A. L'effet Nernst : convection et amplification du champ magnétique dans les zones sur denses du plasma

La force thermique est responsable d'un effet influant significativement sur la dynamique du champ magnétique autogénéré : l'effet Nernst [9]. Cette dynamique est alors bien différente si on prend en compte cet effet ou non. Dans le cas où ce terme n'apparaît pas dans l'équation d'induction magnétique, le champ magnétique est advecté vers le vide par l'écoulement de plasma. Lorsque l'effet Nernst est pris en compte, \mathbf{B} est advecté vers la surface d'ablation et amplifié dans les régions sur denses du plasma. De manière plus générale, les lignes de champ magnétique sont alors gelées dans le

plasma. Cela peut donc affecter de manière significative le flux de chaleur électronique ; l'amplification de B peut alors entraîner la validation d'une description locale du flux de chaleur. Nous reviendrons sur ce point au cours de la section suivante. Intéressons-nous tout d'abord à la force thermique :

$$\mathbf{R}_T = -\beta_{\parallel} \nabla_{\parallel} kT_e - \beta_{\perp} \nabla_{\perp} kT_e - \beta_{\Lambda} \left(\frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \times \nabla kT_e \right) \quad (1.5)$$

Le premier terme de cette force peut être considéré comme négligeable, car il s'agit d'un terme parallèle aux champs magnétiques. Le second est associé à un gradient de température électronique, et enfin le troisième terme correspond à l'effet Nernst. Afin de montrer que cet effet conduit à la convection et éventuellement à l'amplification du champ B [14], nous allons représenter le terme de la force thermique sous la forme :

$$\nabla \times \left(\frac{c}{en_e} \mathbf{R}_T \right) = \frac{c}{en_e} \nabla \times (\beta_{\perp} \nabla_{\perp} kT_e) + \frac{c}{en_e} \nabla \times \beta_{\Lambda} \left(\frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \times \nabla kT_e \right) \quad (1.6)$$

Le premier terme du membre de droite de l'équation (1.6) conduit au pincement du champ magnétique dans un problème à deux dimensions [13]. On remarque également que le deuxième terme du membre de droite de l'équation (1.6) peut s'écrire de la forme $\nabla \times (V_N \times \mathbf{B})$ en posant $V_N = \frac{c}{en_e} \beta_{\Lambda} \frac{\nabla kT_e}{|\mathbf{B}|}$. Cette expression est alors analogue à un phénomène de convection du champ magnétique et d'amplification par compression des lignes de champs. En effet, la vitesse de convection n'est pas spatialement uniforme, elle dépend de la densité et de la température électronique, impliquant un phénomène d'accumulation du champ magnétique et donc d'amplification. En règle générale cependant, la vitesse V_N a tendance à s'approcher de la vitesse associée au flux de chaleur $V_T = 2q_e / (5n_e T_e)$ [14, 15] avec q_e le flux de chaleur électronique mesuré dans le référentiel du centre de masse de l'électron. On définit $\beta' = \beta_{\Lambda} / n_e$ que nous représentons en Fig. 1.1 (le paramètre β_{Λ} correspond aux coefficients de S. I. Braginskii [12]) afin d'évaluer pour quel paramètre de Hall $\omega_e \tau_e$ (ω_e la fréquence cyclotronique et τ_e le temps caractéristique de collisions de électrons) l'effet Nernst est le plus important.

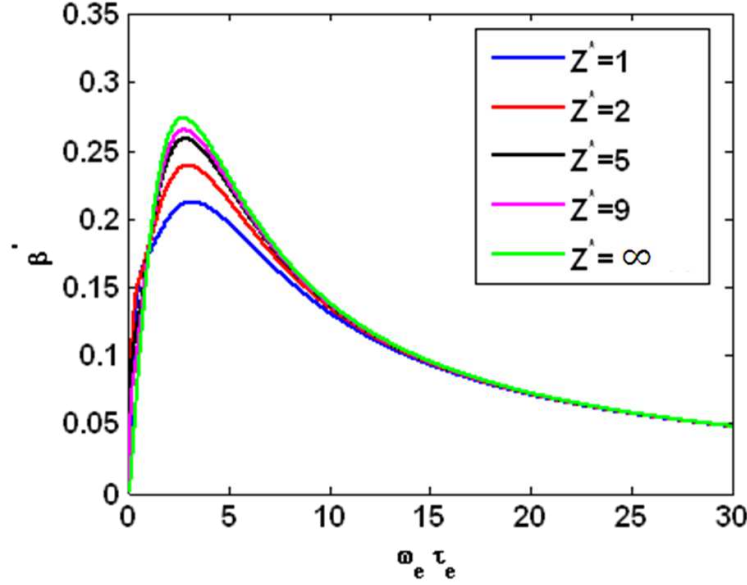


Figure 1.1 Evolution du paramètre $\beta' = \beta_{\Lambda}/n_e$ en fonction du paramètre de Hall $\omega_e \tau_e$ pour différentes valeurs de Z^* .

La vitesse de convection (qui s'apparente à la vitesse de Nernst) peut alors s'exprimer comme : $V_N = \frac{c}{e} \beta' \frac{\nabla k T_e}{|B|}$ où pour un paramètre de Hall $\omega_e \tau_e \sim 2,85$ et $Z^*=5$, $V_N = 0,259 \frac{c}{e} \frac{\nabla k T_e}{|B|}$ est maximale (cf. Fig. 1.1). Lorsque le champ magnétique est faible, et donc le paramètre de Hall est modéré (inférieur à 1) les trajectoires des électrons entre deux collisions sont quasiment linéaires. Dans ces conditions, on remarque que le paramètre β' est faible et donc que la vitesse de Nernst associée est également faible (cf. Fig. 1.1). En revanche, pour des champs magnétiques importants (et donc un paramètre de Hall supérieur à 1), β' devient important et par voie de conséquence la vitesse de Nernst aussi. Ainsi, pour des champs magnétiques de 1 MG, une température de ~ 1 keV et une densité de $\sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, le paramètre de Hall se situe autour de 6 et la vitesse de Nernst ne peut être négligée.

B. Couplage entre flux de chaleur non local et champ magnétique

1. Description générale du transport électronique

Nous avons vu dans l'introduction de cette section l'équation d'induction magnétique (1.4) décrivant la génération et l'évolution du champ magnétique au sein d'un plasma produit par l'irradiation d'une cible solide par un laser de forte puissance. Il est perceptible que les distributions de courant, de pression et de température jouent un rôle important dans le transport de chaleur. Il est donc nécessaire de décrire ces derniers correctement si on s'intéresse à la problématique complexe du transport de chaleur lors de l'irradiation d'une cible solide par un laser de forte puissance. La modélisation de l'interaction et donc du flux de chaleur utilise en règle générale le modèle classique [16] de Spitzer et Harm dans la limite de petits gradients de température. Il a une forme dite locale où il est décrit par la loi de Fourier $Q_{SH} = -\kappa_{SH} \nabla T_e$ où la conductivité thermique électronique κ_{SH} dépend uniquement des propriétés locales du plasma [17]. Malheureusement, cette théorie devient inadéquate pour des températures électroniques importantes et des longueurs de gradients de température faibles telles qu'observées dans les plasmas de fusion inertielle. Le libre parcours moyen des électrons est alors grand devant la longueur caractéristique des gradients de température au sein du plasma, impliquant l'inadéquation d'une description locale du transport électronique [18] car dans ce cas, les effets non

locaux deviennent prépondérants et modifient fortement le flux de chaleur. Dans ces conditions de gradients très raides, un transport non local et une théorie non linéaire sont plus à même de reproduire le comportement du plasma [19]. Une description cinétique du plasma est alors nécessaire. Bell [20] a évalué cette limite à $\frac{\lambda_e}{L} \gg 2 \cdot 10^{-3}$ où λ_e est le libre parcours moyen de l'électron et $L = T_e / \nabla T_e$ la longueur du gradient de température. Lorsque cette limite est atteinte, cette forme du flux de chaleur utilisant une théorie linéaire n'est plus valide et le flux de chaleur observé expérimentalement [21] près de la surface critique est souvent bien plus faible que ce qui est prédit par la théorie de Spitzer et Harm. Afin de résoudre ce problème, un limiteur de flux [22] a été introduit empiriquement afin de prendre en compte ce phénomène d'inhibition de flux, mais est restrictif dans le sens où il ne décrit pas suffisamment le préchauffage par les électrons chauds transportant la chaleur en dehors de la zone d'interaction. Différents modèles non locaux ont alors vu le jour [17, 19, 23], modélisant par exemple l'évolution de la fonction de distribution des électrons par une équation cinétique Fokker-Planck (avec prise en compte des collisions par différents opérateurs) et prenant plus ou moins en compte le préchauffage par les électrons chauds.

2. Couplage entre champ magnétique et transport électronique

Nous avons vu que la localité ou non du transport électronique est liée au libre parcours moyen des électrons. La génération d'un champ magnétique est également susceptible de le modifier. En effet, sous l'influence d'un champ magnétique, les électrons effectuent un mouvement de giration autour des lignes de champs avec un rayon caractéristique, dit de Larmor, $R = mv_{\perp} / eB$ (ici \perp signifie perpendiculaire aux lignes de champs). Partons d'un principe simple : supposons que le rayon de Larmor R soit plus petit que la longueur de gradient de température L_T (situation valide pour de forts champs magnétiques). Dans ces conditions, les électrons sont localisés, la théorie du transport électronique local est valide et l'approche classique du flux de chaleur décrit par Spitzer et Harm redevient valide [24]. En revanche, dans le cas inverse, c'est-à-dire un cas faiblement magnétisé, les effets non locaux redeviennent prépondérants et la théorie linéaire s'écroule. Il faut aussi tenir compte du fait que l'évolution du plasma peut induire une cavitation de B et permettre un retour de la non-localité [25]. Ainsi, la manière de décrire le flux de chaleur est intimement liée aux champs magnétiques autogénérés et une étude approfondie de B nous permet d'obtenir des informations essentielles sur l'évolution du transport de chaleur au cours du temps et notamment sur sa non-localité. En effet, on peut considérer que le transport est local si (en première approximation) $R < L_T$:

$$B > \frac{mv_{\perp} \nabla T_e}{eT_e} \quad (1.7)$$

Il est donc extrêmement important de bien prendre en compte la dynamique de ce champ magnétique lorsque l'on souhaite concevoir des expériences de grande envergure (expérience d'attaque indirecte dans le cadre de la FCI) car non seulement le champ B mais aussi la température évoluent au cours de l'interaction et modifient ainsi réciproquement le transport de chaleur. Le problème est donc fortement couplé : le champ magnétique B joue un rôle sur le transport électronique, mais le transport en joue également un sur le champ magnétique B .

3. Effet Righi-Leduc : influence du champ magnétique sur le flux de chaleur

L'introduction d'un champ magnétique influence également directement la dynamique du flux de chaleur. Dans le but de prendre en compte les effets du champ magnétique sur le flux de chaleur, des modifications par rapport au flux de chaleur de Spitzer [16] doivent être réalisées. On définit alors le flux de chaleur de Braginskii [12] :

$$\mathbf{Q}_{BR} = -\kappa_{\perp} \nabla T_e - \kappa_{\parallel} \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \times \nabla T_e - \frac{\beta_{\perp} T_e \mathbf{J}}{en_e} - \frac{\beta_{\parallel} T_e \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \times \mathbf{J}}{en_e} \quad (1.8)$$

Où \mathbf{J} représente le courant et est calculé par la loi d'Ampère en négligeant le courant de déplacement. Les indices \perp et \parallel indiquent les directions respectivement parallèles et orthogonales au gradient de température. Enfin κ et β sont les coefficients de Braginskii [12] qui ont été recalculés d'une façon plus précise dans [26].

La dynamique du flux de chaleur est fortement modifiée par le second terme de l'équation (1.8) : il s'agit de l'effet Righi-Leduc. La présence d'un gradient de température et d'un flux de chaleur dans le plasma, immergé dans un champ magnétique, entraînent une différence en température dans la direction perpendiculaire au flux de chaleur initial et au champ \mathbf{B} . Ainsi une rotation du flux de chaleur est initiée.

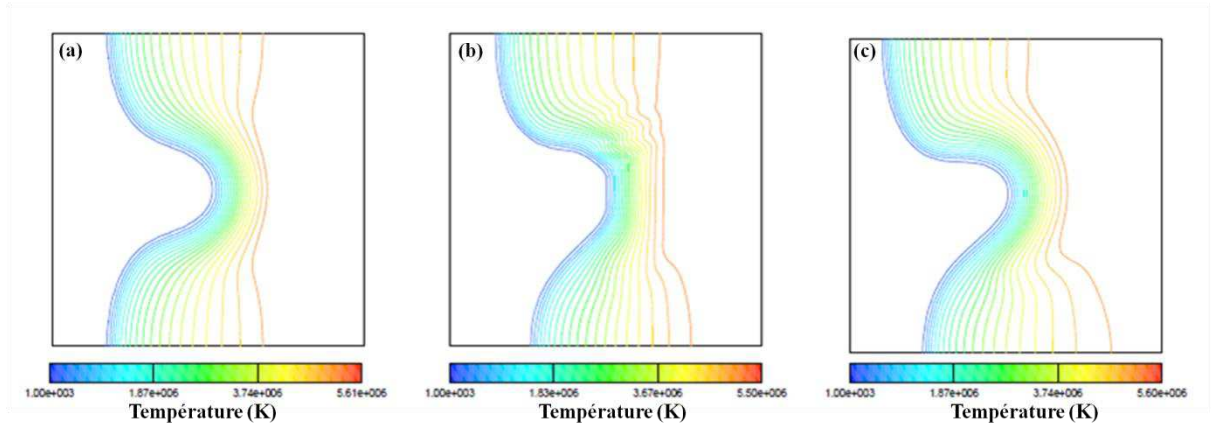


Figure 1.2 Simulations CHIC représentant les iso températures (Kelvin) dans le cas où on utilise la théorie de (a) Braginskii sans effet Righi-Leduc (b) on traite le flux de chaleur par conductivité effective, (c) ou via la formulation tensorielle de l'effet Righi-Leduc. Chaque figure est un carré de 20 μm par 20 μm . Extrait de [27].

La Fig. 1.2 illustre cette rotation du flux de chaleur. La boîte de simulation est remplie d'hydrogène $Z=1$ avec une densité constante de $0,025 \text{ g.cm}^{-3}$. Dans le cas où l'effet Righi-Leduc est pris en compte dans le flux de chaleur de Braginskii, on remarque une rotation des iso températures.

C. Influence de la force de friction

On ne s'intéresse ici qu'à la partie concernant la force de friction de l'équation d'induction magnétique (1.4). On obtient alors :

$$\nabla \times \left(\frac{c}{en_e} \mathbf{R}_u \right) = -\nabla \times \left[\frac{c}{e^2 n_e^2} \alpha_{\parallel} \mathbf{j} \times \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} + \frac{c}{e^2 n_e^2} \alpha_{\perp} \mathbf{j}_{\perp} \right] \quad (1.9)$$

On peut remarquer que le premier terme possède la forme d'une convection avec une vitesse $V_u = \frac{c}{e^2 n_e^2 |\mathbf{B}|} \alpha_{\parallel} \mathbf{j}$ et l'équation (1.9) devient alors :

$$\nabla \times \left(\frac{c}{en_e} \mathbf{R}_u \right) = -\nabla \times \left[\mathbf{V}_u \times \mathbf{B} + \frac{c}{e^2 n_e^2} \alpha_{\perp} \mathbf{j}_{\perp} \right] \quad (1.10)$$

Cette vitesse de convection est à comparer avec la vitesse de Nernst. On peut faire la remarque qu'elles sont de signes opposés et que le ratio $V_N/V_u = -3(\lambda_{mfp}\omega_{pe}/c)^2$ où λ_{mfp} est le libre parcours moyen des électrons et ω_{pe} représente la fréquence électronique du plasma [15] qui est importante pour des zones de plasma sur denses. Ainsi, dans les zones sur denses, il est possible de négliger l'effet de convection imputable à la force de friction \mathbf{R}_u et ainsi de simplifier l'équation d'induction magnétique. Le second terme (paramètre de Hall) est également négligeable dans le sens où le facteur $\frac{c}{e^2 n_e^2}$ est extrêmement petit pour des zones de densité importantes.

D. Le terme source du champ magnétique : l'effet thermoélectrique

Le gradient de pression électronique dans le plasma donne lieu à une séparation de charge et donc à un champ électrique. Le temps de développement de ce champ dépend de la vitesse d'écrantage du plasma. Tant que nous avons un gradient de pression électronique, nous aurons un champ :

$$en_e E = -\nabla P_e \quad (1.11)$$

En d'autres termes, et sachant que $P_e = n_e T_e$ et en utilisant les équations de Maxwell, on obtient :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \sim \frac{1}{n_e e} \nabla T_e \times \nabla n_e \quad (1.12)$$

Ce champ magnétique se développe par la non-colinéarité entre le gradient de température et le gradient de densité [1] comme illustré par la Fig. 1.3.

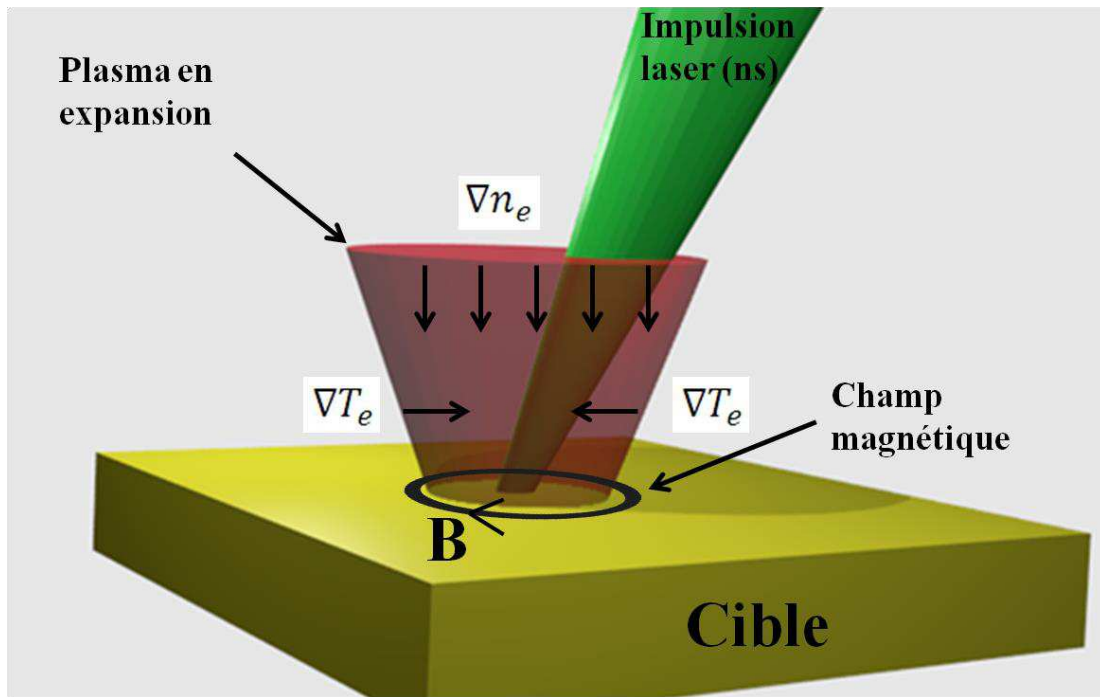


Figure 1.3 Géométrie de la génération du champ magnétique par effet thermoélectrique.

Notons que ce champ dépend de la forme spatiale de la distribution d'énergie dans le faisceau laser et donc de son intensité. En effet, au centre de la tache focale (pour une tache focale en forme de plateau), l'intensité laser est relativement constante, ce qui entraîne une réduction du gradient de température et diminue ainsi l'amplitude du champ magnétique autogénéré. Ainsi, le lieu où ce mécanisme permet d'obtenir les amplitudes de champs les plus importantes se situe sur les bords du faisceau laser.

E. Conclusion : l'équation d'induction magnétique

Comme nous l'avons vu dans les paragraphes précédents, chacun des termes de l'équation (1.4) peut être simplifié. L'équation devient alors (en considérant le champ électrique associé au courant d'électrons dans le plasma $\mathbf{E} = \eta \mathbf{J}$ est négligeable dans ce chapitre mais nous verrons en revanche qu'il devient prédominant dans le chapitre 2) :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times [(\mathbf{u} + \mathbf{V}_N) \times \mathbf{B}] + \frac{1}{n_e e} \nabla T_e \times \nabla n_e + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} + \frac{c}{en_e} \nabla \times (\beta_{\perp} \nabla_{\perp} k T_e) \quad (1.13)$$

En conclusion, il existe deux effets qui méritent une attention particulière lorsque l'on s'intéresse à la problématique du couplage entre le champ magnétique autogénéré et le flux de chaleur :

- l'effet Nernst qui agit sur l'amplitude, la croissance et la distribution spatiale du champ magnétique autogénéré. Il s'agit d'un effet de convection du champ vers les zones de fortes densités et d'une éventuelle amplification de celui-ci.
- L'effet Righi-Leduc qui agit directement sur le flux de chaleur en initiant une rotation de celui-ci.

II. Mesure expérimentale de la dynamique des champs magnétiques au cours de l'interaction d'un laser de forte puissance avec un solide

Notre but est de mesurer expérimentalement la dynamique temporelle des champs magnétiques autogénérés au cours de l'interaction entre un faisceau d'impulsion dite longue (nanoseconde) et une cible solide, le tout dans la partie dense du plasma. Afin d'atteindre nos objectifs, l'installation JLF-TITAN du Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) a été utilisée. Elle nous a permis d'avoir accès à un faisceau énergétique d'impulsion laser nanoseconde afin de produire un plasma de couronne, ainsi qu'un faisceau court (ps) CPA (Chirped Pulse Amplification [28]) de 150 J/700 fs FWHM servant à la radiographie par protons et un faisceau sonde pour les autres diagnostics (notamment l'interférométrie et la polarimétrie). Le faisceau d'interaction a été utilisé dans des configurations diverses en énergie et en durée d'impulsion, cependant les paramètres les plus utilisés étaient une durée d'impulsion de 2 ns de forme crête avec un temps de montée de ~ 100 ps et une énergie de ~ 400 J à la longueur d'onde fondamentale de $1,053 \mu\text{m}$. Le faisceau a été focalisé par une lentille f/10 (longueur focale de 1 m) en utilisant une lame de phase ou Random Phase Plate (RPP) [29]. De ce fait, la taille de la tache focale du faisceau long est voisine de $150 \mu\text{m}$ FWHM avec ~ 50 % de l'énergie totale à l'intérieur (cf. Fig. 1.6). L'intensité maximale sur cible dans ces conditions est de $4,5 \cdot 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$. L'irradiation d'une cible de $50 \mu\text{m}$ Au par le faisceau laser ultra haute intensité (CPA) focalisé par une parabole hors axe f/3, génère le faisceau de protons servant à la radiographie par protons des champs magnétiques. Le montage expérimental est montré en Fig. 1.4.

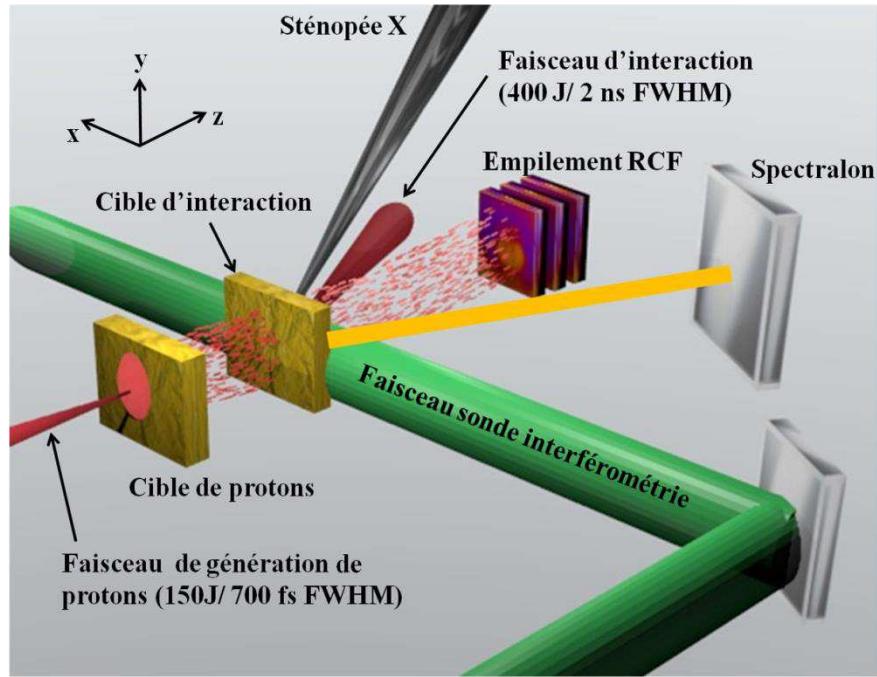


Figure 1.4 Montage expérimental.

A. Paramètres lasers

Il est important dans le contexte de notre étude de bien déterminer les caractéristiques du laser d'interaction afin de pouvoir entreprendre des comparaisons pertinentes avec des codes de simulations hydrodynamiques et notamment celui du CEA FCI2, que nous décrirons brièvement dans la suite.

Tache focale

Un des paramètres principaux dans la génération du champ magnétique, comme nous l'avons vu précédemment, est la distribution spatiale de l'énergie laser dans la tache focale. Afin d'être le plus homogène possible et ainsi éviter de multiples points chauds, nous avons utilisé une RPP.

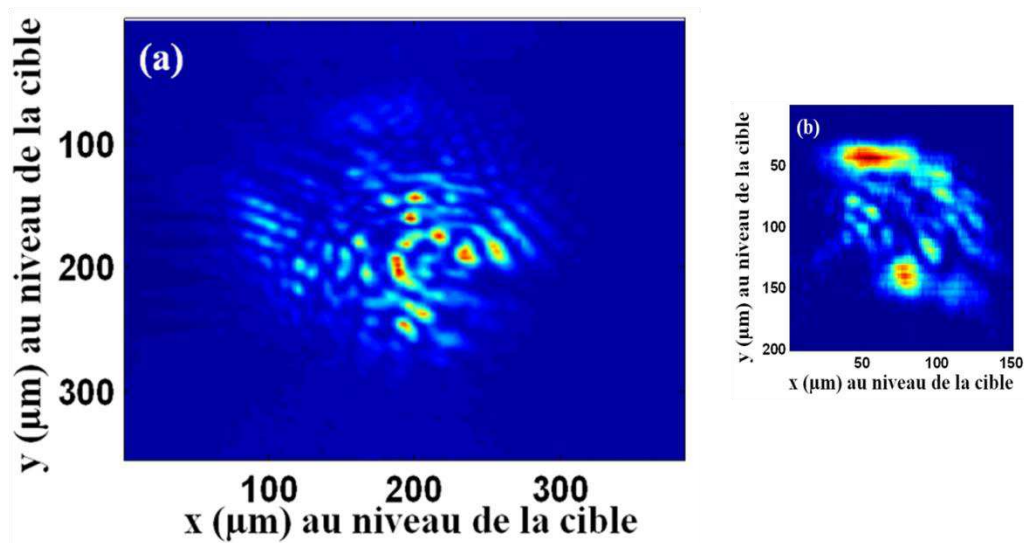


Figure 1.5 (a) Image à bas flux de la tache focale avec RPP, (b) Image à haut flux (tir pleine énergie) de la tache focale sans RPP (réponse percutieuse).

La tache focale à haut flux avec RPP a été caractérisée par le produit de convolution de la tache focale à bas flux avec RPP (cf. Fig. 1.5.a) avec la tache focale à haut flux sans RPP (cf. Fig. 1.5.b), en considérant que le système d'imagerie de la tâche est linéaire et invariant. La tache focale qui en résulte est illustrée en Fig. 1.6. Il est important ici de souligner que la plupart des études expérimentales ne tiennent malheureusement pas compte des aberrations thermiques dans les chaînes laser de puissance. Or ces aberrations influent fortement sur la tache focale (cf. Fig. 1.5.b qui diffère de la limite de diffraction). Ceci se répercute évidemment sur la capacité à effectuer des comparaisons quantitatives avec les simulations.

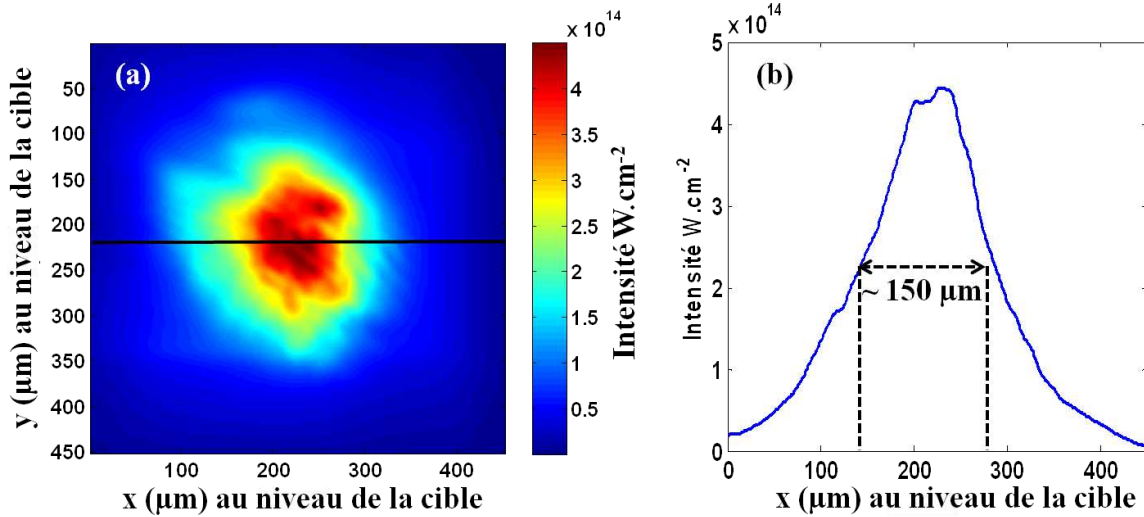


Figure 1.6 (a) Distribution spatiale de l'intensité dans la tache focale pour une énergie sur cible de 349 J et une impulsion de 2 ns avec RPP et (b) coupe transverse de (a) pris à $y = 220 \mu\text{m}$.

Durée d'impulsion et détermination du $t = 0$:

Un autre paramètre nécessitant une attention rigoureuse est la durée d'impulsion. En effet, nous avons vu, lors de la phase de comparaison avec les simulations numériques, que le temps de montée de l'impulsion peut avoir des conséquences importantes sur la dynamique du champ magnétique. Nous avons donc, pour chaque tir, enregistré le profil de l'impulsion avec une diode placée dans la chaîne laser de TITAN. Un exemple est illustré en Fig. 1.7 pour une énergie sur cible de 348 J.

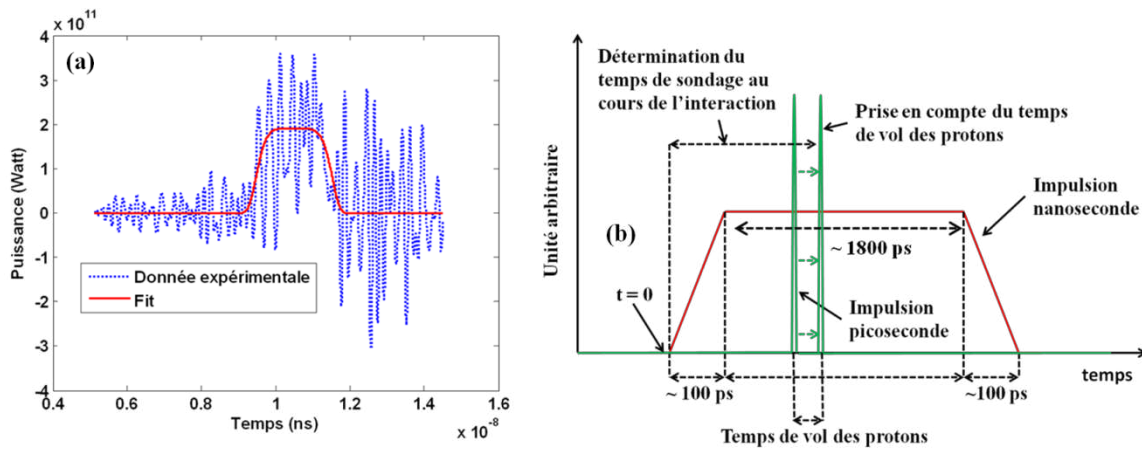


Figure 1.7 (a) Durée d'impulsion expérimentale pour une énergie sur cible de 348 J, (b) détermination des différents paramètres ($t=0$, durée de la pente de montée, de descente).

Il est à noter que le signal expérimental de la Fig. 1.7.a est fortement bruité, dû à des parasites électromagnétiques lorsque l'on utilise en parallèle le faisceau CPA ultra court. Les différents paramètres de la forme de l'impulsion laser sont indiqués sur le schéma de la Fig. 1.7.b. Le $t = 0$ de l'interaction est pris au pied de l'impulsion et le temps de montée, ainsi que celui de descente, est d'environ 100 ps. Le plateau est constant sur $\sim 1,8$ ns.

Energie absorbée par le plasma

Un diagnostic spécialement dédié à l'évaluation exacte de l'énergie absorbée par le plasma pour chaque tir a été mis en place. Il emploie un matériau diffusant (Spectralon), nous le présentons dans la suite.

Ainsi, la caractérisation des différents paramètres lasers nous permettra à la fin du chapitre de mettre en place des comparaisons quantitatives entre des simulations hydrodynamiques et les résultats expérimentaux.

B. Les différents diagnostics

Le montage expérimental est illustré en Fig. 1.4. Les différents diagnostics qui ont été utilisés au cours de cette expérience sont :

- Le Spectralon qui mesure la réflexion de l'énergie laser par la cible et permet ainsi de connaître la valeur de l'absorption.
- L'interférométrie par interféromètre de Nomarski qui permet de remonter à la densité électronique dans le plasma
- La polarimétrie afin de vérifier que les champs magnétiques que nous mesurons par radiographie sont bien situés dans la partie dense du plasma
- Le sténopé X permettant d'évaluer l'expansion latérale de la zone d'émission de rayons X (correspondant à la partie la plus chaude du plasma).
- La radiographie par protons permettant la mesure de champs magnétiques (plus précisément $\int B \cdot dl$) dans la partie dense du plasma.

1. Plaque de réflectivité : Spectralon

Comme nous pouvons le voir sur la Fig. 1.8.b, une plaque de réflectance lambertienne (Spectralon) a été utilisée afin d'évaluer l'énergie absorbée par la cible en mesurant l'énergie réfléchi par celle-ci et illuminant le Spectralon. La plaque de $30 \times 30 \text{ cm}^2$ est un polymère fluoré (polytetrafluoroéthylène), possédant une très haute réflectance, dans notre cas 99 % pour des longueurs d'onde comprises entre 400 et 1900 nm [30]. Elle présente un comportement lambertien, c'est-à-dire une surface idéale, homogène sur 2Π stéradians, de réflexion diffusive et une propriété primordiale qui est que la brillance apparente de la surface est la même quel que soit l'angle de vue avec laquelle on la regarde. Le seuil de dommage maximal du matériau (4 J.cm^{-2}) contraint la distance entre la plaque et la cible. Néanmoins, les grandes dimensions de la plaque ($30 \times 30 \text{ cm}^2$) nous permettent de la placer relativement loin de la cible sans perdre d'informations. Elle a ainsi été placée à ~ 97 cm du centre chambre. Un système d'imagerie a ensuite été utilisé afin de réduire spatialement le signal, de l'ordre de 15 fois, et a été enregistré par une CCD.

Calibration :

La calibration a été effectuée en utilisant un petit laser à $\lambda=1 \mu\text{m}$, une puissance mesurée de $1,86 \pm 0,36 \text{ mW}$ et montre une dépendance linéaire du nombre de coups par seconde enregistrés par la CCD en fonction de la densité optique (cf. Fig. 1.8) donc de l'énergie.

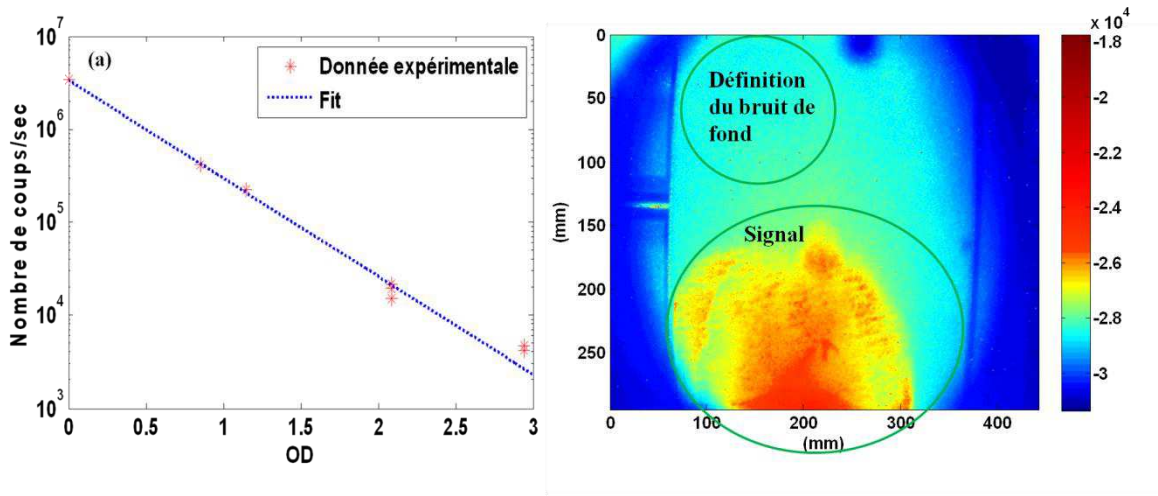


Figure 1.8 (a) Calibration du Spectralon et (b) Exemple de données expérimentales avec détermination du bruit de fond et du signal.

Pour chaque tir, un bruit de fond est soustrait du signal en faisant une moyenne d'une zone de la plaque (cf. cercle du haut sur la Fig 1.8.b) ayant reçu du signal ne provenant pas de la zone d'interaction (réflexions sur les parois de la chambre, lumière parasite, ect ...). Le nombre de coups effectifs du tir est alors comparé à la calibration, c'est-à-dire au nombre de coups reçus à une énergie donnée. Cela permet ainsi de remonter à une énergie réfléchiée par la cible, et par voie de conséquence à une énergie absorbée.

2. Sténopé X

Afin de mesurer une zone d'émission X permettant d'être comparée à un post processeur de simulation, un sténopé X a été utilisé. Il s'agit d'un dispositif de réalisation d'images grâce au rayonnement dans les X, émis par le plasma. Elle est composée d'une matrice de trous de 5, 10 et 15 μm de diamètre et d'une CCD. Son implantation dans la chambre d'expérience est illustrée en Fig. 1.9.

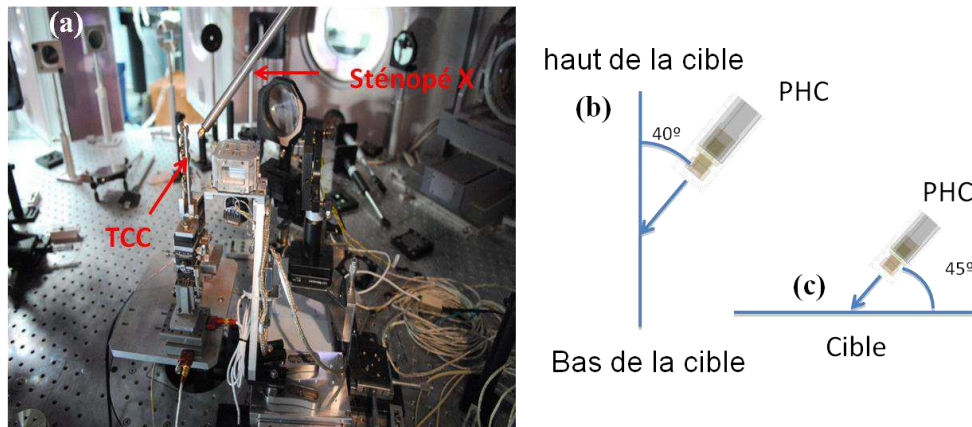


Figure 1.9 (a) Implantation du sténopé X dans la chambre d'expérience, (b) angle du sténopé X par rapport à la normale verticale (vue de côté), (c) angle du sténopé X par rapport à la normale horizontale (vue du dessus).

La présence de 4 filtres différents (cf. Fig. 1.10.b), permet de mesurer un spectre d'émission X. Il est à noter que seulement des mesures sur l'or ont été recueillies. Un exemple de résultats expérimentaux obtenus est illustré en Fig. 1.10.a.

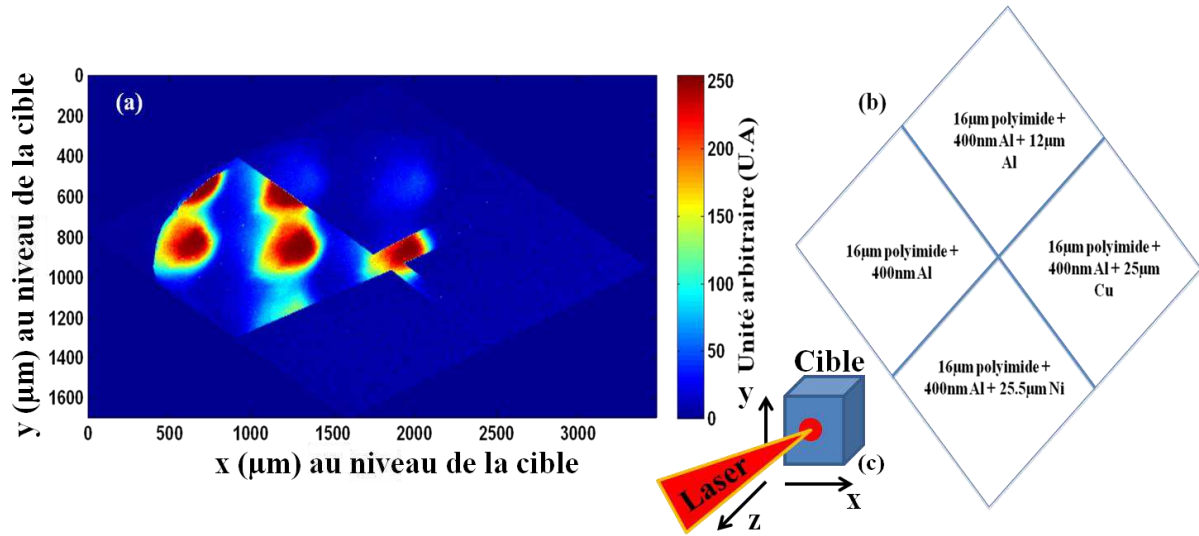


Figure 1.10 (a) Résultat expérimental pour une cible Au à 1,5 ns après le début de l'interaction. Les distances sont données au niveau de la cible. (b) illustration des différents filtres présents en face avant de la CCD, (c) représentation du montage expérimental.

Le grandissement dans nos conditions expérimentales est d'environ 20-21.

3. Interférométrie de Nomarski et Polarimétrie

Interférométrie de Nomarski

L'expansion 2D de la couronne plasma est mesurée dans les zones de faible densité (10^{17} - 10^{20} cm⁻³) par interférométrie Nomarski [31] (utilisation de deux polariseurs, d'un Wollaston et d'un faisceau de faible énergie (cf. Fig. 1.11) afin de produire des franges d'interférence). La fréquence du faisceau sonde est doublée (2ω) afin d'atteindre des zones de densités plus importantes, et le faisceau est injecté de manière transverse par rapport à la plume plasma afin de mesurer son déphasage, en tirant parti du fait que l'index de réfraction du plasma est dépendant de la densité électronique. Par inversion d'Abel [32], on peut alors remonter à des mesures de densités électroniques (en supposant une symétrie cylindrique).

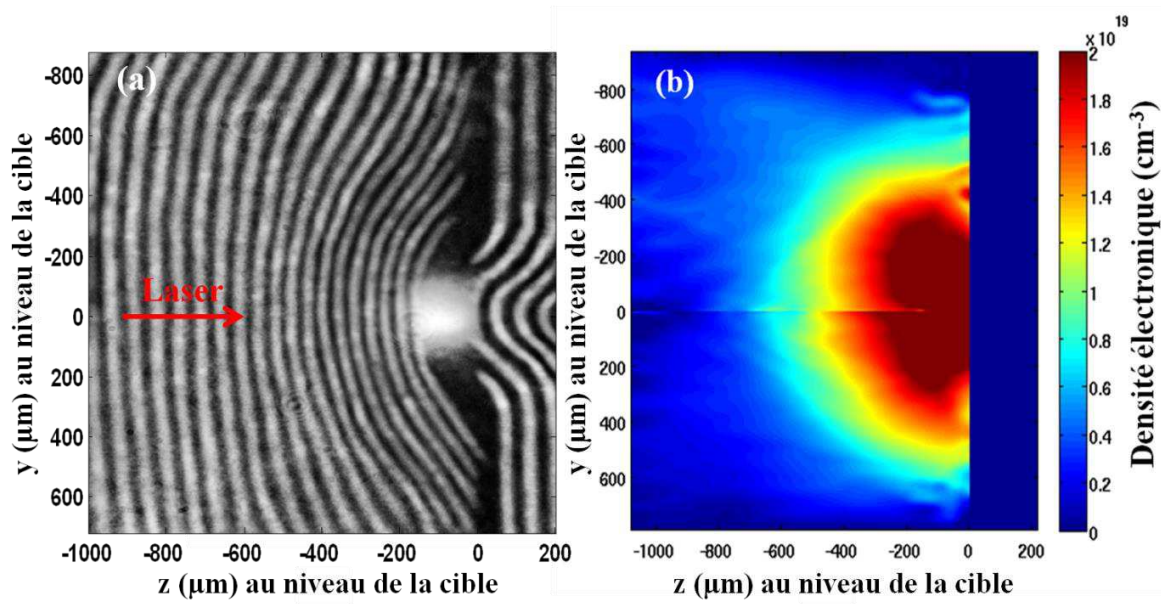


Figure 1.11 Exemple de données expérimentales (a) interférogramme (b) densité électronique en cm^{-3} calculée par inversion d'Abel pour une cible de Mylar $23 \mu\text{m}$ à $t = 1 \text{ ns}$ après le début de l'interaction, $t=0$ étant défini sur la Fig. 1.7.b.

Polarimétrie

Afin de vérifier qu'il n'existe pas de champs magnétiques importants dans la zone de faible densité du plasma de couronne, une mesure par polarimétrie a été entreprise. Il s'agit ici d'exploiter la rotation Faraday, c'est-à-dire une rotation de la polarisation du faisceau sonde lorsqu'un champ magnétique est présent.

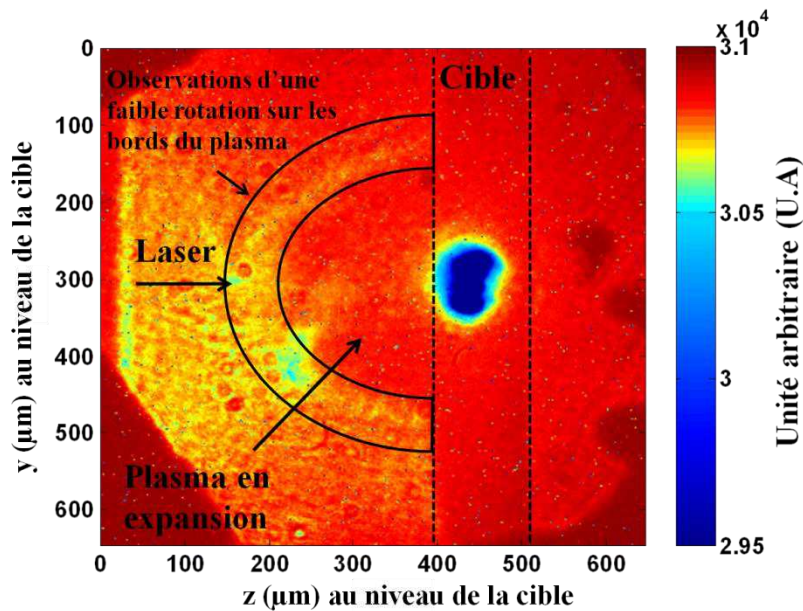


Figure 1.12 Exemple de polarimétrie sur une cible Au $5 \mu\text{m}$, 1 ns après le début de l'interaction.

La Fig. 1.12 montre un exemple des données recueillies en expérience. On remarque alors que les champs magnétiques sont quasi inexistant dans la partie sous dense du plasma. Il existe néanmoins une petite rotation de la polarisation sur les bords du plasma, à l'endroit où les gradients de

température et de densité sont les plus importants, mais qui sont très faibles en comparaison des gradients présents dans la partie sur dense du plasma. Les champs magnétiques mesurés dans ce cas semblent se situer en dessous de la limite de résolution du diagnostic (autour de 100 kG). Cela ne veut pas dire qu'il n'y a pas de champs présents, mais juste que notre diagnostic n'est pas capable de les mesurer car ceux-ci sont trop faibles (inférieurs à 100 kG). Le dispositif expérimental concernant la polarimétrie et l'interférométrie est présenté en Fig. 1.13.

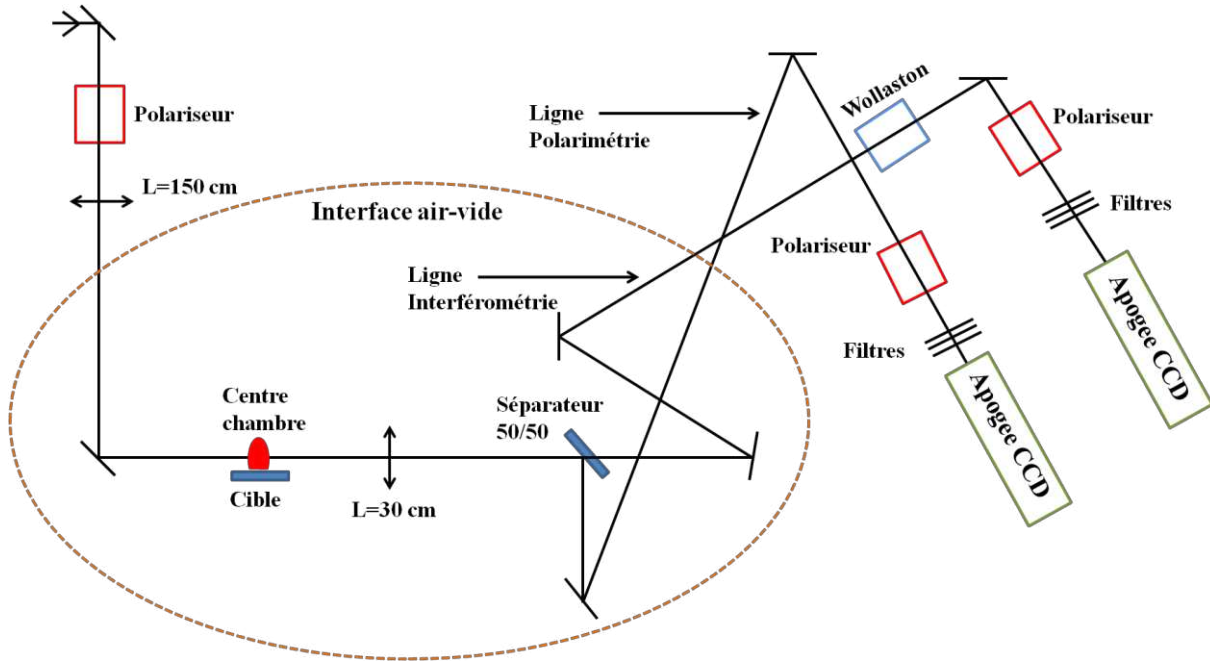


Figure 1.13 Dispositif expérimental concernant la polarimétrie et l'interférométrie.

4. La radiographie par protons

Nous allons maintenant présenter le diagnostic de radiographie par protons permettant de mesurer des champs magnétiques intenses ($> \text{MG}$) dans la partie dense du plasma. Il consiste à irradier une cible solide de Au (dans notre cas de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur) par un laser ultra intense CPA ($I > 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$) auxiliaire afin de générer un faisceau de protons énergétiques avec une énergie de coupure de l'ordre de 10-20 MeV et un angle de divergence relativement faible (20°) par le mécanisme TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) [33] (cf. Fig. 1.13). Nous ne rentrerons pas dans les détails de ce mécanisme d'accélération qui n'est pas le sujet ici. Les principales caractéristiques à retenir de ce mécanisme d'accélération sont :

- Un grand nombre de protons sont accélérés (10^{12} - 10^{13})
- A des énergies très importantes (1-60 MeV) suivant les installations lasers
- L'angle de divergence maximale est très faible ($\sim 20^\circ$) et se situe pour des protons à $E/E_{\text{max}} \sim 0,4$ [34]
- Le faisceau est laminaire

Ce faisceau de protons est utilisé afin de mesurer les champs magnétiques autogénérés illustrés en Fig. 1.3. Le principe du diagnostic est représenté en Fig. 1.14 :

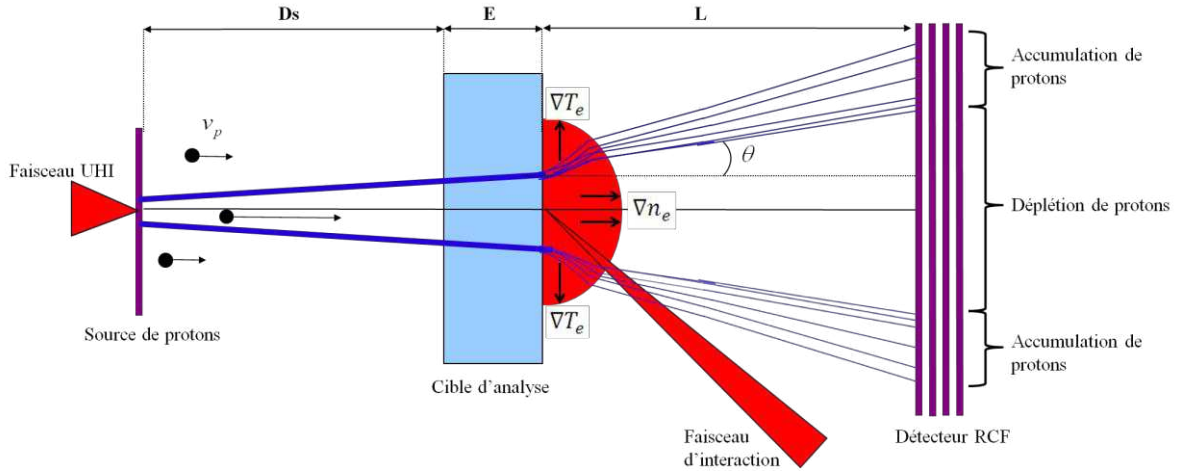


Figure 1.14 Principe de la radiographie par protons des champs magnétiques autogénérés.

Nous allons faire ici l'hypothèse que les champs magnétiques sont ceux illustrés en Fig. 1.3, c'est-à-dire toroïdaux et parallèles à la surface de la cible. Nous allons envoyer les protons sonde suivant la normale à la cible (cf. Fig. 1.14) afin qu'ils soient effectivement défléchis par ces champs. Notons que cette hypothèse a été validée par les toutes premières mesures de ce type effectuées par notre groupe [7]. Après s'être propagés au travers de la cible d'interaction (la cible dont on souhaite analyser les champs magnétiques), le faisceau de protons est donc défléchi par les champs magnétiques présents suivant la loi de Lorentz ($q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$). Les protons sont alors collectés par un empilement de films radiochromic (RCF) [35] composé de films HD 810 et MD 55. Le grandissement de la projection sur le détecteur est : $M = (L + D_s)/D_s$ en négligeant l'épaisseur de cible, qui est de l'ordre de la dizaine de μm maximum, et en considérant une couche de RCF au milieu de l'empilement. Dans ce chapitre les distances typiques sont de l'ordre de $L = 3,7 \text{ cm}$ et $D_s = 4 \text{ mm}$, nous amenant à un grandissement de l'ordre de ~ 10 . Il faut noter que les protons de différentes énergies ont des temps de vol différents. La distance de 4 mm entre la zone d'interaction et la source permet alors de mesurer les champs magnétiques autogénérés à différents temps au cours de l'interaction. Pour des protons de $3,15 \text{ MeV}$, le temps de vol se situe autour de 160 ps . Il est donc important dans la suite de prendre en compte ce temps afin de comparer les simulations aux mêmes temps au cours de l'interaction.

En revanche, en un seul tir la différence entre le temps de vol des protons d'énergie $3,15 \text{ MeV}$ (ce qui correspond à la première couche exploitable de l'empilement de films utilisés au cours de l'expérience, c'est-à-dire que la dose de protons permet une observation pertinente des phénomènes et n'est pas saturé) et celui de protons d'énergie supérieure à 20 MeV , de l'ordre d'une centaine de ps, ne représente que $\sim 5 \%$ du temps total de l'interaction (qui dans ce chapitre est de $\sim 2 \text{ ns}$). Il est donc assez difficile de mesurer une dynamique nanoseconde en un seul tir. Ce ne sera en revanche pas le cas dans l'étude de la dynamique des champs magnétiques autogénérés au cours de l'irradiation d'une cible solide avec un laser ultra intense (cf. chapitre 2) qui, elle, se déroule sur des temps relativement courts ($\sim 50 \text{ ps}$). Nous allons ainsi faire varier le retard entre les deux faisceaux laser (ns et CPA) afin de mesurer une dynamique temporelle des champs magnétiques (cf. Fig. 1.7.b).

Remarque importante sur le diagnostic :

Ce diagnostic ne mesure pas exactement le champ magnétique B mais plutôt $\int B \cdot dl$ où dl est la longueur de la zone de champ B le long de la direction instantanée de propagation des protons. On peut considérer que si dl est constant, les variations de dose de protons sur le RCF au cours du temps sont une signature exclusive de la dynamique du champ magnétique B . Il est alors possible de

remonter aux différentes caractéristiques du champ : distribution spatiale, dynamique, amplitude. Nous verrons, avec l'aide des simulations FCI2, que dans ce chapitre nous nous situons bien dans un cas où dl est relativement constant.

III. Présentation des résultats expérimentaux

Dans cette partie nous allons nous atteler à présenter les résultats expérimentaux mesurés pour deux différents matériaux employés comme cible : le Mylar et l'Au. Il s'agit, pour la plupart, de résultats obtenus avec l'ajout sur le trajet du faisceau d'interaction d'une RPP. Dans le cas contraire, cela sera précisé explicitement.

A. Mesure du diamètre d'émission X pour le cas d'une cible Au

Nous présentons dans cette section les résultats relatifs au diamètre de la zone d'émission X du plasma pour le cas d'une cible Au. Ce paramètre est primordial dans le cadre d'étude de FCI pour le schéma de l'attaque indirecte, car ce sont les rayons X de ~ 300 eV qui chauffent la capsule de DT. Il semble donc très important de vérifier que la taille de ces zones est en bon accord avec ce que modélisent les codes de simulations. Dans notre cas, cependant, le diagnostic d'émission X nous permet d'avoir des informations sur l'étendue spatiale de l'émission X dans une gamme d'énergie beaucoup plus importante, de l'ordre de 3 keV-30 keV mais permettent quand même d'être comparées avec des codes de simulations.

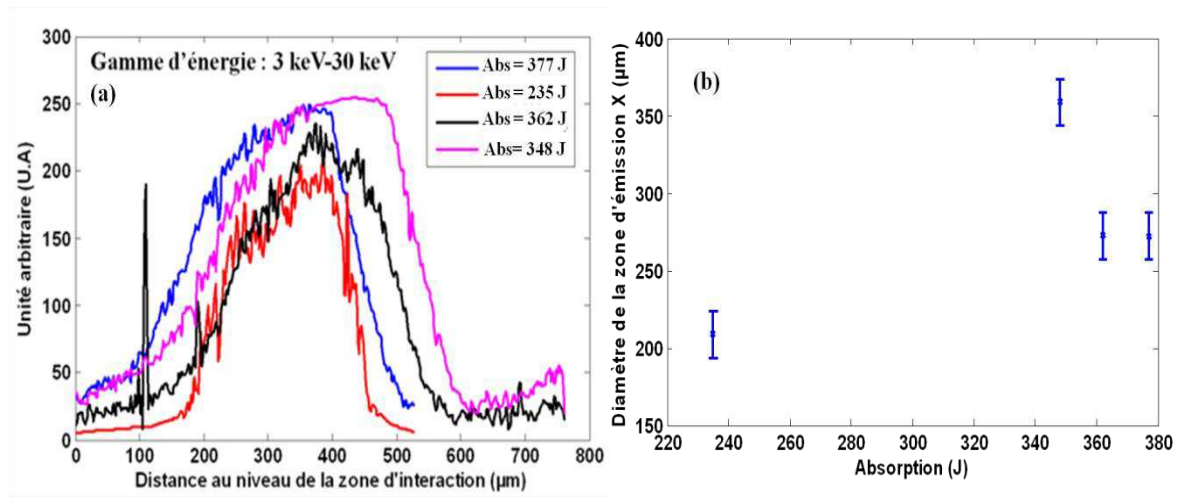


Figure 1.15 (a) Coupe transverse de l'émission X pour une gamme d'énergie 3 keV-30 keV pour différentes valeurs d'énergie réfléchie par la cible, (b) Diamètre de l'émission X en fonction de l'absorption de l'énergie par la cible.

Comme nous pouvons le voir sur la Fig. 1.15.b, le diamètre de l'émission X est fortement influencé par l'énergie absorbée par la cible. En effet, dans le cas où l'énergie du laser a été réfléchie de manière significative (cas 235 J, courbe rouge de la Fig. 1.15.a), nous remarquons que non seulement le diamètre de l'émission, mais également son intensité sont fortement diminués (cf. Fig. 1.15.a), ce qui est assez logique.

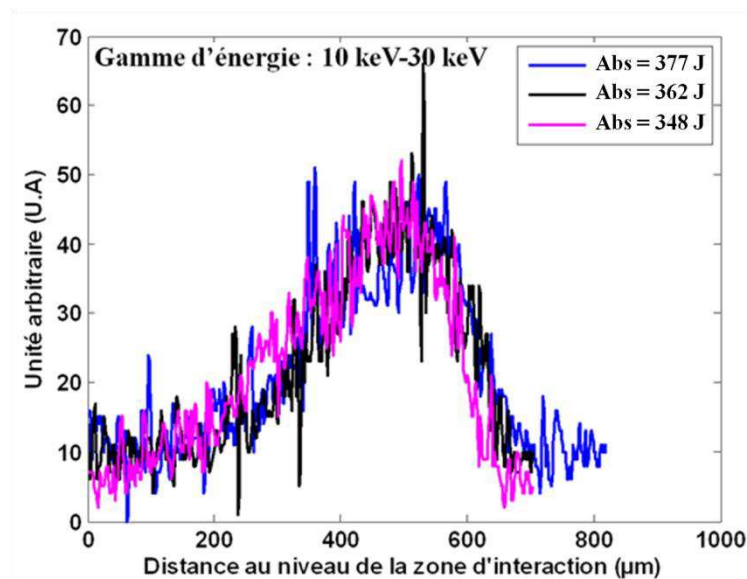


Figure 1.16 Coupe transverse de l'émission X pour une gamme d'énergie 10 keV-30 keV pour différentes valeurs d'absorption de l'énergie laser.

Pour des gammes d'énergies plus élevées que dans le cas précédent (10 keV-30 keV), nous remarquons que le diamètre de la zone d'émission est relativement constant ($\sim 250 \mu\text{m}$) lorsque l'énergie absorbée par le plasma est similaire (cf. Fig. 1.16). Dans le cas d'une faible absorption de l'énergie laser (cas 235 J), nous n'avons pas observé d'émission X pour cette gamme d'énergie, ce qui est en accord avec les résultats précédant indiquant une baisse significative de production de rayons X. On remarque également que l'intensité d'X est assez faible pour la gamme 10 keV-30 keV nous indiquant que la majorité des X se trouvent dans une gamme d'énergie 3 keV-10 keV.

B. Dynamique temporelle des champs magnétiques dans le cas du Mylar

Nous allons en premier lieu exposer les résultats obtenus pour une cible de Mylar. Cette cible est composée d'une fine couche d'Al ($\sim 155 \text{ nm}$) positionnée face au laser nanoseconde afin que l'énergie laser soit absorbée de façon efficace et de $23 \mu\text{m}$ de Polyéthylène téréphtalate (Mylar). Sa densité en g.cm^{-3} est de 1.4 et sa composition est illustrée dans le tableau 1.1 :

Composition	
N° atomique	Fraction
1	0,041959
6	0,625017
8	0,333025

Tableau 1.1 Composition chimique de la cible de Mylar que nous avons utilisé expérimentalement.

Un exemple typique de données recueillies lors de l'expérience est présenté sur la Fig. 1.17 :

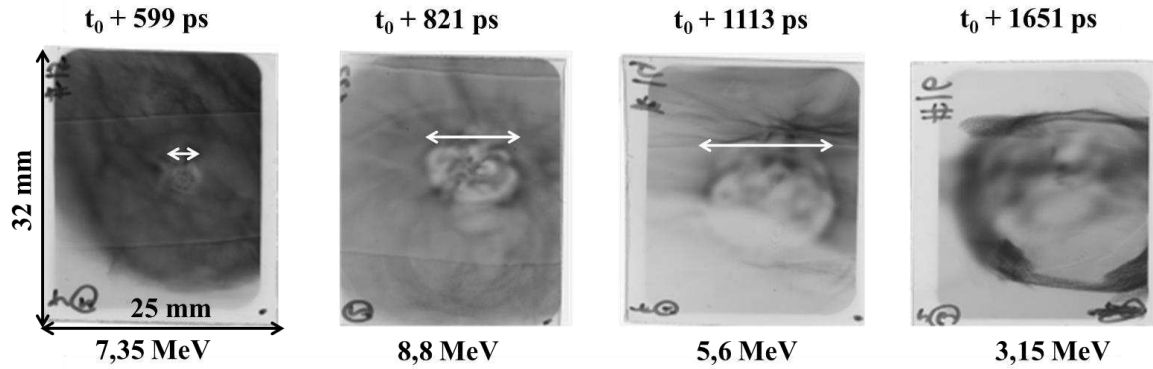


Figure 1.17 Exemple de radiographie par protons pour différents temps de sondage explorés au cours de l'interaction pour une cible de Mylar. L'énergie de sondage des protons de la couche RCF qui est présentée est notée en dessous de l'image. Chaque RCF a pour taille réelle 32*25 mm. La flèche blanche indique le diamètre de la zone de déplétion.

La géométrie de l'expérience permet au faisceau de protons passant au travers de la région du champ magnétique d'être défléchi. Des zones d'accumulation ou de déplétion de protons sont observées. On remarque tout d'abord que la morphologie des déflexions observées est celle attendue, c'est-à-dire en accord avec la fig. 1.14. Cela valide donc bien l'hypothèse de champs toroïdaux et parallèles à la cible. Dans notre cas, au centre du RCF, une forte déplétion de protons est visible avec l'apparition d'une accumulation de protons autour de cette zone. La taille de la zone de déplétion augmente en fonction du temps. On peut également remarquer des structures à l'intérieur de la zone de déplétion. Elles doivent probablement être liées à de la turbulence imputable à des points chauds dans la tache focale [36].

Influence de l'énergie des protons sur le diamètre de la zone de déplétion de protons :

Au cours de cette section, nous allons nous intéresser à l'influence de l'énergie des protons sur le diamètre de la zone de déplétion de protons. Nous représentons en Fig. 1.18 des coupes transverses pour deux temps au cours de l'interaction (821 ps et 1113 ps) de la Fig. 1.17 et ceux pour différentes énergies de protons.

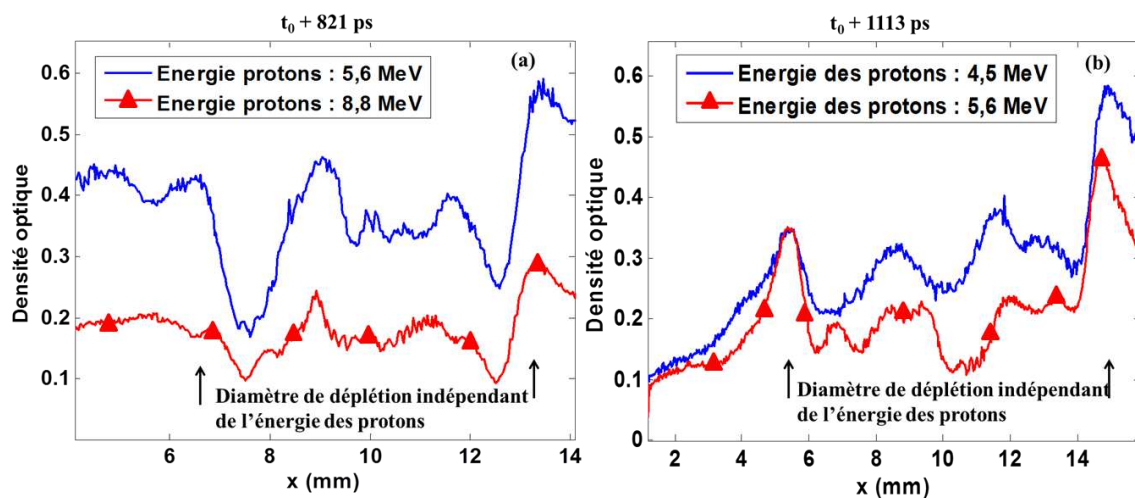


Figure 1.18 (a) Coupe transverse à $t = 821$ ps et (b) à $t = 1113$ ps de la Fig. 1.17 pour différentes énergies de protons

Nous pouvons remarquer (cf. Fig. 1.18) que l'énergie des protons n'influence pas significativement le diamètre de la zone de protons. Cela peut être expliqué par le fait qu'il existe une compensation entre l'énergie des protons et leur diffusion lorsque ceux-ci voyagent au travers de la cible. Si on s'attarde sur la Fig. 1.18.b on remarque que la position des pics d'accumulation de protons reste sensiblement les mêmes, mais que dans le cas de protons de plus faible énergie, il y aura un élargissement de la FWHM de ceux-ci. Cet effet sera pris en compte dans les calculs d'incertitudes de la mesure (cf. section III.D).

Ainsi, l'évolution de la zone de déplétion globale de protons est tracée en Fig. 1.19 :

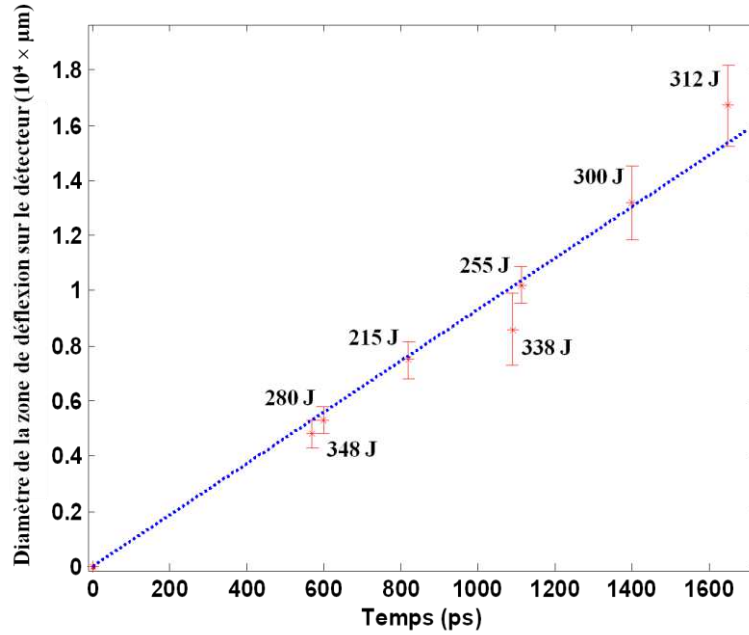


Figure 1.19 Evolution du diamètre de la zone de déflexion de protons en fonction du retard entre le faisceau d'interaction et le faisceau de génération de protons pour le cas d'une cible de Mylar. Les valeurs d'énergie absorbée par le plasma pour chaque tir sont notées à côté. $t = 0$ est défini sur la Fig. 1.7 .b.

On peut remarquer une évolution linéaire (cf. Fig. 1.19) du diamètre de la zone de déflexion de protons avec pour vitesse caractéristique :

$$V_{\text{mylar}} \sim 9.5 \pm 1.10^5 \text{ m. s}^{-1}$$

Amplitude des champs magnétiques :

L'amplitude des champs magnétiques associés aux déflexions observées sur le détecteur est relativement élevée. En effet, la limite de détection d'un tel diagnostic se situe autour de $\sim 0,05 \text{ MG}$ [7]. A partir de $0,1 \text{ MG}$, on commence à observer de petites variations de dose sur le RCF. Comme on peut le voir sur la Fig. 1.17, les variations de dose sur le RCF sont importantes que nous quantifierons dans la section III.D). Afin de produire de telles variations de dose sur le détecteur, le champ doit être d'intensité assez élevée entre 1 et 5 MG . En revanche nous ne pouvons être précis, car il existe une incertitude sur la valeur de dl , c'est-à-dire sur la longueur de champ magnétique dans la direction de propagation des protons. Les simulations FCI2 nous permettront néanmoins de retrouver cette information.

C. Dynamique temporelle des champs magnétiques dans le cas de Au

Nous allons maintenant nous intéresser au cas de l'Au qui est beaucoup plus pertinent pour le schéma de l'attaque indirecte en FCI. La cible est composée à 99,9 % de Au et son épaisseur est faible, de l'ordre de 5 μm afin de minimiser la diffusion des protons qui se propagent au travers. Un exemple typique des données recueillies est illustré en Fig. 1.20 :

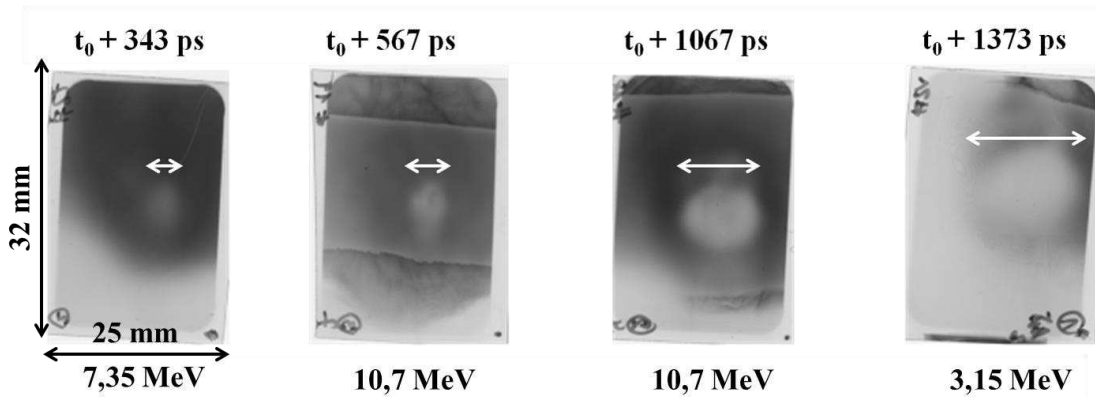


Figure 1.20 Exemple de radiographie par protons à travers une cible d'Au de 3 μm d'épaisseur pour différents temps au cours de l'interaction. L'énergie des protons de la couche RCF qui est présentée est notée en dessous de l'image. Chaque RCF a pour taille 32*25 mm. La flèche blanche indique le diamètre de la zone de déplétion.

Une morphologie similaire au Mylar est observée pour le cas Au, à savoir une déplétion de protons au centre du RCF et un anneau externe d'accumulation. En revanche, les structures internes dans la zone de déplétion ne sont pas visibles, car la diffusion des protons est importante, diminuant de ce fait la résolution spatiale du diagnostic. Néanmoins, une dynamique a pu être établie, malgré des incertitudes un peu plus importantes que dans le cas du Mylar. Afin de faire face à cette situation, la zone de déplétion est prise comme sur la Fig. 1.22.c. On ne prend pas alors le sommet des pics mais on prend le diamètre à mi-hauteur des pentes de montée. L'évolution de la zone de déplétion de protons est illustrée en Fig. 1.21 :

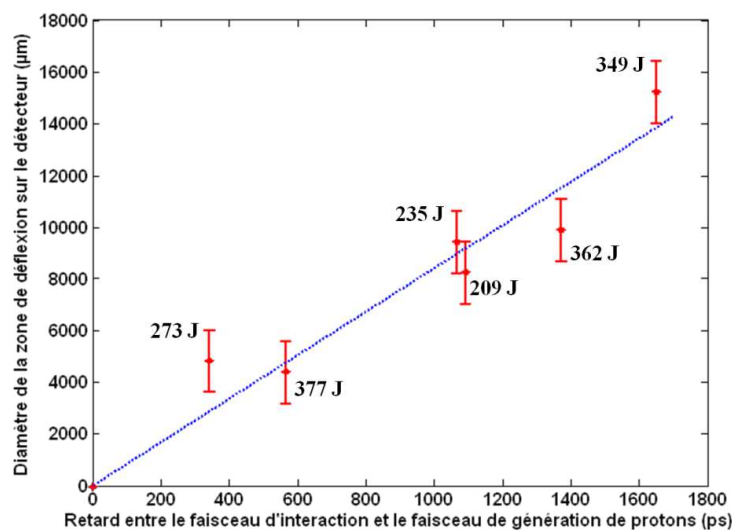


Figure 1.21 Evolution du diamètre de la zone de déflexion de protons en fonction du retard entre le faisceau d'interaction et le faisceau de génération de protons pour le cas d'une cible Au. Les valeurs d'énergie absorbée par le plasma pour chaque tir sont notées à côté. $t=0$ est défini sur la Fig. 1.7.b.

L'évolution du diamètre de la zone de déflexion de protons peut encore être considérée comme linéaire, même si c'est moins frappant que pour le cas d'une cible de Mylar, avec une vitesse de l'ordre de :

$$V_{Au} \sim 8.4 \pm 2.10^5 \text{ m.s}^{-1}$$

Amplitude des champs magnétiques :

L'amplitude des champs magnétiques dans le cas d'une cible d'Au est plus difficile à évaluer expérimentalement. De la même façon que dans le cas d'une cible de Mylar, la limite de détection du diagnostic est de 0,05 MG. La principale différence avec ce cas se situe dans la valeur de diffusion relativement élevée d'une cible d'Au, lissant les variations de dose sur le détecteur. Il est ainsi plus difficile de donner des gammes d'amplitudes de champs magnétiques. Néanmoins, on peut affirmer que les champs magnétiques des RCF de la Fig. 1.20 sont supérieurs à 1 MG.

D. Incertitudes sur les mesures de radiographie par protons

Afin de comparer des mesures pertinentes avec le code de simulations FCI2, il paraît évidemment intéressant de regarder les incertitudes liées à la mesure expérimentale des zones de déplétion de protons sur les radiographies.

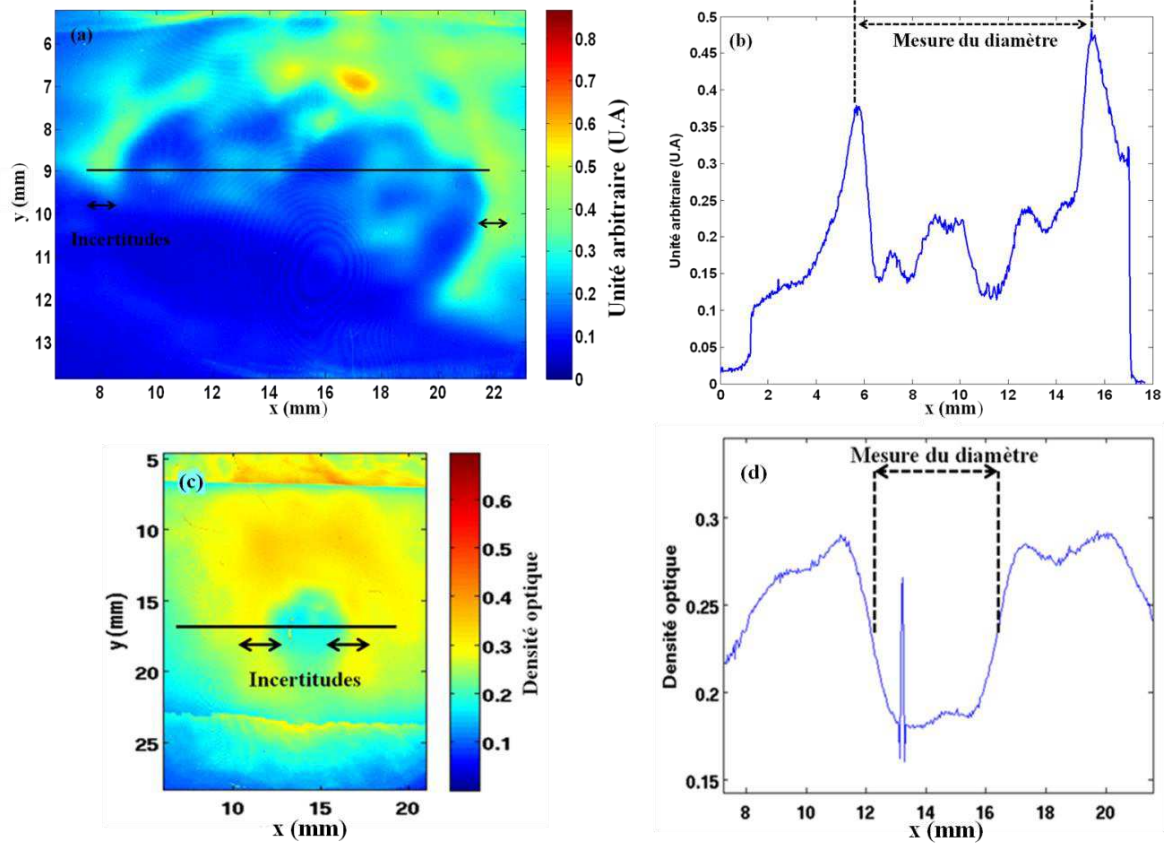


Figure 1.22 Visualisation de l'incertitude de mesure pour le cas (a) d'une cible de Mylar sondée à $t=1113$ ps après le début de l'interaction, $t=0$ étant défini en Fig. 1.7.b (b) coupe transverse de (a), et (c) pour une cible Au sondée à 562 ns après le début de l'interaction ; $t=0$ étant défini en Fig. 1.7.b (d) coupe transverse de (c). Ces mesures sont données au niveau du RCF.

Dans le cas de la Fig. 1.22.a, à $t=1113$ ps après le début de l'interaction, l'incertitude est grande, car toute la zone de déplétion de protons ne peut être observée. En revanche la zone d'accumulation de protons, sur les bords du cercle peut être évaluée sans trop de difficulté, dans ce cas de l'ordre de 40 px. L'incertitude totale sur la mesure est alors de $\sim 0,133$ cm sur une mesure donnant une valeur autour de 0,98 cm, donc : $0,98 \pm 0,066$ cm. Ces mesures sont données au niveau du RCF.

Il s'agit ici de l'erreur dominante. Celle-ci est importante dans certains cas, c'est-à-dire là où le faisceau de protons n'est pas bien centré avec la zone de champ magnétique. Nous n'observons alors qu'une partie de la zone de déflexion comme sur la figure 1.22.a.

En ce qui concerne le cas de Au (cf. Fig. 1.22.c), le diamètre de la zone de protons n'a pas été pris au sommet des pics mais comme illustrée sur la Fig. 1.22.d car dans ce cas, la diffusion des protons au travers de la cible est importante, provoquant un étalement du pic. Ainsi, afin de diminuer l'incertitude sur la mesure, il est plus judicieux de prendre des diamètres de déplétions de protons à mi-hauteur de l'augmentation de la dose de protons sur le RCF. Dans ce cas, la mesure nous donne un diamètre d'environ $0,43 \pm 0,12$ cm.

L'incertitude sur le temps de sondage est négligeable en comparaison de la durée de l'impulsion laser (2 ns). En effet, elle provient en grande partie de l'incertitude liée à la mesure effective de la distance entre les deux cibles de 4 mm. En exagérant volontairement, et en imaginant que cette distance est connue à 0,1 cm près (en pratique la distance a été réglée au moyen de vis micrométrique dont l'incertitude est de l'ordre de 10 μ m maximum), la différence de temps dans la propagation de protons de 7 MeV d'énergie est de l'ordre de 2,7 ps, ce qui est extrêmement petit.

E. Discussion préliminaire sur les vitesses mesurées expérimentalement

On peut remarquer que ces vitesses d'expansion de la zone de déplétion sont assez importantes en comparaison de la vitesse acoustique $c_s = \sqrt{\frac{Zk_B T_e}{m_i}}$. Pour des températures de l'ordre de 800 eV-1 keV (en accord avec les simulations qui sont présentées au cours de la section IV.B), la vitesse acoustique dans le cas d'une cible de Mylar est de $c_s \sim 2.10^5$ m.s⁻¹. En ce qui concerne Au, pour des températures un peu plus faibles, de l'ordre de 600-700 eV, la vitesse acoustique est de $c_s \sim 1,5.10^5$ m.s⁻¹. Dans les deux cas, la vitesse acoustique ionique semble être beaucoup moins importante que la vitesse d'expansion mesurée expérimentalement avec les RCF. Le champ magnétique semble alors se déplacer plus vite que le plasma en expansion, car si le champ est gelé dans le plasma, il devrait se déplacer avec la vitesse acoustique. Nous allons voir que ce déplacement rapide de champ est lié au transport du champ magnétique par des électrons chauds via l'effet Nernst [15].

Remarque :

La vitesse que nous avons mesurée sur les RCF ne correspond pas exactement à la vitesse de Nernst puisqu'il s'agit d'une mesure de $\int B \cdot dl$. En revanche, comme nous l'avons expliqué dans la section I.A, l'effet Nernst a tendance à comprimer le champ magnétique vers les zones de fortes densités. Ainsi, le champ reste « plaqué » et son extension longitudinale est limitée et relativement constante durant l'irradiation laser (cela devrait être un peu différent lorsque le laser est coupé). Nous pourrions alors considérer que l'on mesure « approximativement » la vitesse de Nernst sur les RCF car dl est constant. En revanche s'il n'est pas constant au cours du temps il n'est pas possible de remonter à une mesure de vitesse de Nernst.

Le rapport $V_n/c_s \sim 5$ est approximativement le même pour les deux matériaux. Il semble cependant plus faible que ce qui a été prédit au préalable par un code 2D implicite Vlasov-Fokker Planck [2].

F. Influence de l'absorption de l'énergie laser sur la zone de déflexion :

Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence de l'absorption de l'énergie laser sur la taille des zones de déplétion de protons :

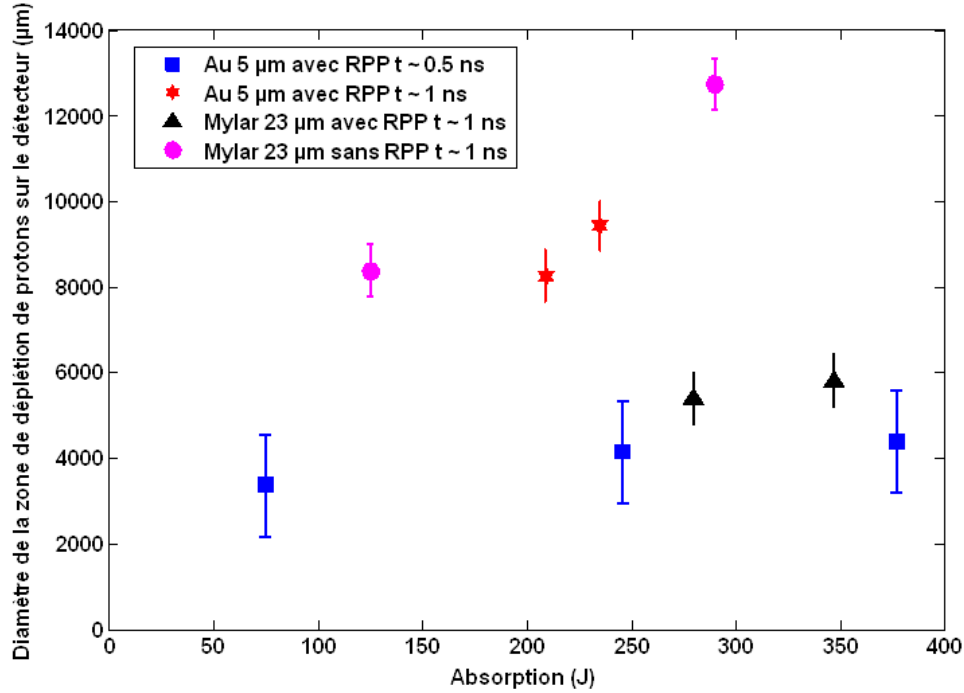


Figure 1.23 Influence de l'absorption de l'énergie laser sur la taille de la zone de déplétion de protons observée sur le plan du détecteur.

La Fig. 1.23 nous permet d'affirmer que l'absorption de l'énergie laser ne joue pas un rôle critique dans la dynamique des champs magnétiques autogénérés et par voie de conséquence, dans l'élongation radiale de la zone de déplétion de protons. En effet, si on s'intéresse à des temps courts (le cas Au 0.5 ns avec RPP de la Fig. 1.23), une variation significative de l'énergie absorbée (80 %) par le système n'entraîne pas de différence fondamentale dans le diamètre de la zone de déplétion de protons (25 %). Dans le cas de Au 1 ns avec RPP (cf. Fig. 1.23), le diamètre de la zone de déplétion de protons se situe dans les barres d'erreurs de la mesure pour deux valeurs d'absorption relativement proche. Cette petite étude nous permet de conforter l'évolution linéaire des Figs. 1.17 et 1.20, dans le sens où le diamètre de déplétion de protons n'est pas extrêmement sensible à l'absorption de l'énergie laser.

Le diamètre de la zone de déplétion de protons est en revanche fortement dépendant de la forme de la tache focale. On s'intéresse maintenant au cas du Mylar à 1 ns après le début de l'interaction avec et sans RPP. On remarque tout de suite que le cas sans RPP est beaucoup plus sujet à la variation d'énergie que le cas avec RPP. Il paraît donc plus pertinent de privilégier les résultats expérimentaux issus du cas avec RPP plutôt que celui sans RPP afin de les comparer avec des codes de simulations.

G. Influence de l'épaisseur de cible sur le diamètre de la zone de déplétion

Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence de l'épaisseur de cible sur le diamètre de la zone de déplétion.

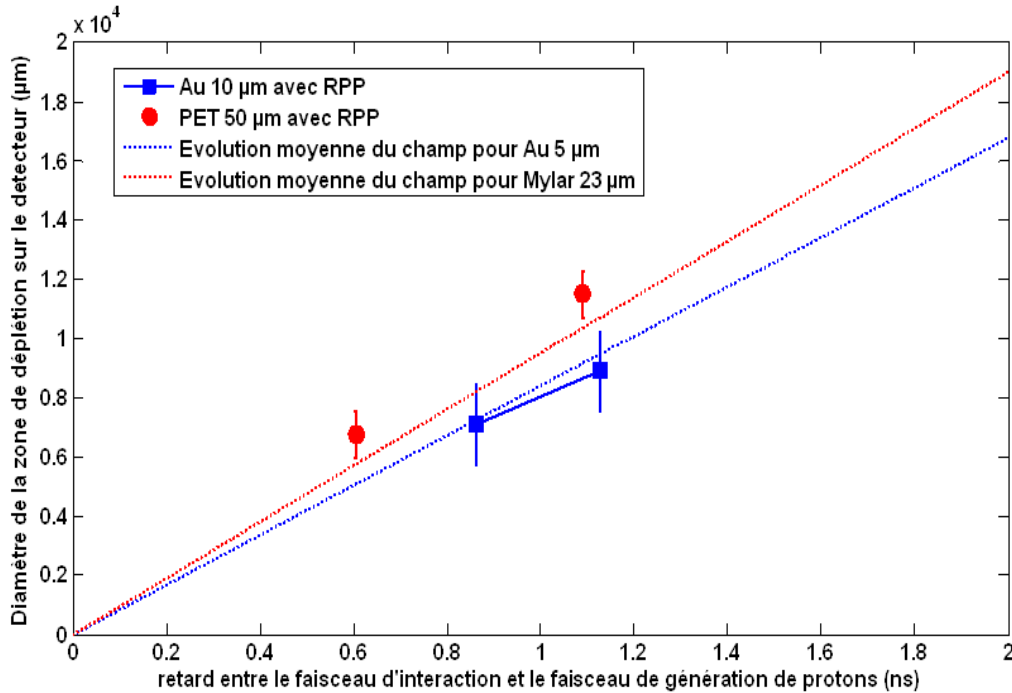


Figure 1.24 Influence de l'épaisseur de cible sur le diamètre de la zone de déflexion sur le détecteur en fonction du retard entre le faisceau d'interaction et le faisceau de générations de protons avec RPP. $t = 0$ est défini sur la Fig. 1.7.b.

On peut remarquer sur la Fig. 1.24, que l'épaisseur de cible n'a que très peu d'influence sur la dynamique des champs magnétiques autogénérés dans la couronne plasma que ce soit pour un métal ou pour un isolant. En effet, en doublant approximativement l'épaisseur de cible, les zones de déflexion restent sensiblement les mêmes, aux incertitudes de mesures près, ce qui est compréhensible puisque toute la dynamique que nous étudions est liée à une ablation et une expansion en face avant.

Conclusion :

Nous allons résumer ici les principales informations qui ont été présentées au cours de cette section expérimentale. Tout d'abord, les images de polarimétrie qui mesurent l'amplitude des champs magnétiques dans la partie sous dense de la couronne plasma nous montrent qu'il n'y existe pas de champs magnétiques intenses (c'est-à-dire supérieur à 100 kG). En revanche, la radiographie de protons nous montre qu'il existe des champs toroïdaux supérieurs à 1 MG dans des zones de densités inaccessibles à la sonde optique. Ce diagnostic montre aussi que le diamètre de déplétion de protons, et ceux pour les deux matériaux (Mylar et Au), semble s'étendre radialement de façon linéaire. Si on s'intéresse un peu à cette « vitesse », on remarque que celle-ci est largement supérieure à la vitesse ionique, ce qui pourrait l'associer à la vitesse de Nernst. Le code de simulation nous permettra de regarder ce point un peu plus en détail dans la suite du chapitre. Notons également que les mesures à temps longs au cours de l'interaction nous permettent d'extraire cette vitesse avec une bonne précision.

IV. Comparaisons entre les résultats expérimentaux et les simulations issues de FCI2

Au cours de cette partie, nous allons comparer nos résultats expérimentaux avec des simulations FCI2. Les caractéristiques lasers déterminées pour chaque tir de manière expérimentale sont alors utilisées comme entrée du code afin d'être au plus proche des paramètres expérimentaux.

A. Le code de simulation FCI2

Le code hydrodynamique radiatif FCI2 [17, 37, 38] est un code lagrangien 2D, deux températures. Il résout les équations standards de conservation de masse, d'impulsion et d'énergie pour un fluide et prend en compte le transport radiatif. En outre, FCI2 utilise les équations d'état, d'opacité et d'ionisation sous forme tabulée en supposant soit un équilibre thermodynamique local (ETL) soit un équilibre non local (non-ETL). Afin de modéliser le transport électronique, différentes méthodes peuvent être utilisées (limiteur de flux Spitzer-Harm ou modèle de transport de Braginskii mais également un modèle 2D cinétique pour le transport non local prenant en compte les effets de champs magnétiques par MHD résistive) [39]. Il a été développé par le CEA depuis de nombreuses années afin de simuler les futures expériences qui auront lieu sur le Laser Mega Joule (LMJ) et notamment dans le cadre de l'attaque indirecte. Le faisceau laser est décrit par une méthode de tracé de rayon [37], ce qui permet un gain de temps de calcul non négligeable. Le mécanisme d'absorption de l'énergie laser par la cible est le rayonnement par freinage inverse [40].

B. Résultats et comparaisons entre le code FCI2 et les mesures d'expansion hydrodynamique du plasma pour une cible de Mylar de 23 μm

Des comparaisons pertinentes entre l'évolution de la densité dans le cas de la simulation FCI2 et de l'expérience peuvent être entreprises. Pour ce faire, les paramètres expérimentaux (forme de la tache focale, énergie absorbée par la cible, forme temporelle de l'impulsion laser cf. partie II) sont utilisés afin de modéliser chaque tir de manière à s'approcher au plus près des conditions expérimentales. A chaque mesure expérimentale correspond donc une simulation FCI2. Ces simulations sont exposées pour une cible de Mylar de 23 μm d'épaisseur.

1. Dynamique temporelle de l'expansion hydrodynamique de la plume plasma issue de FCI2

Nous allons tout d'abord nous intéresser à la dynamique de l'expansion de la plume plasma dans le cadre de la simulation FCI2. Il est en effet important de la comparer avec des résultats expérimentaux afin de vérifier que le code de simulation reproduit bien l'expansion hydrodynamique du plasma. Les résultats de simulations sont exposés sur la Fig. 1.25.

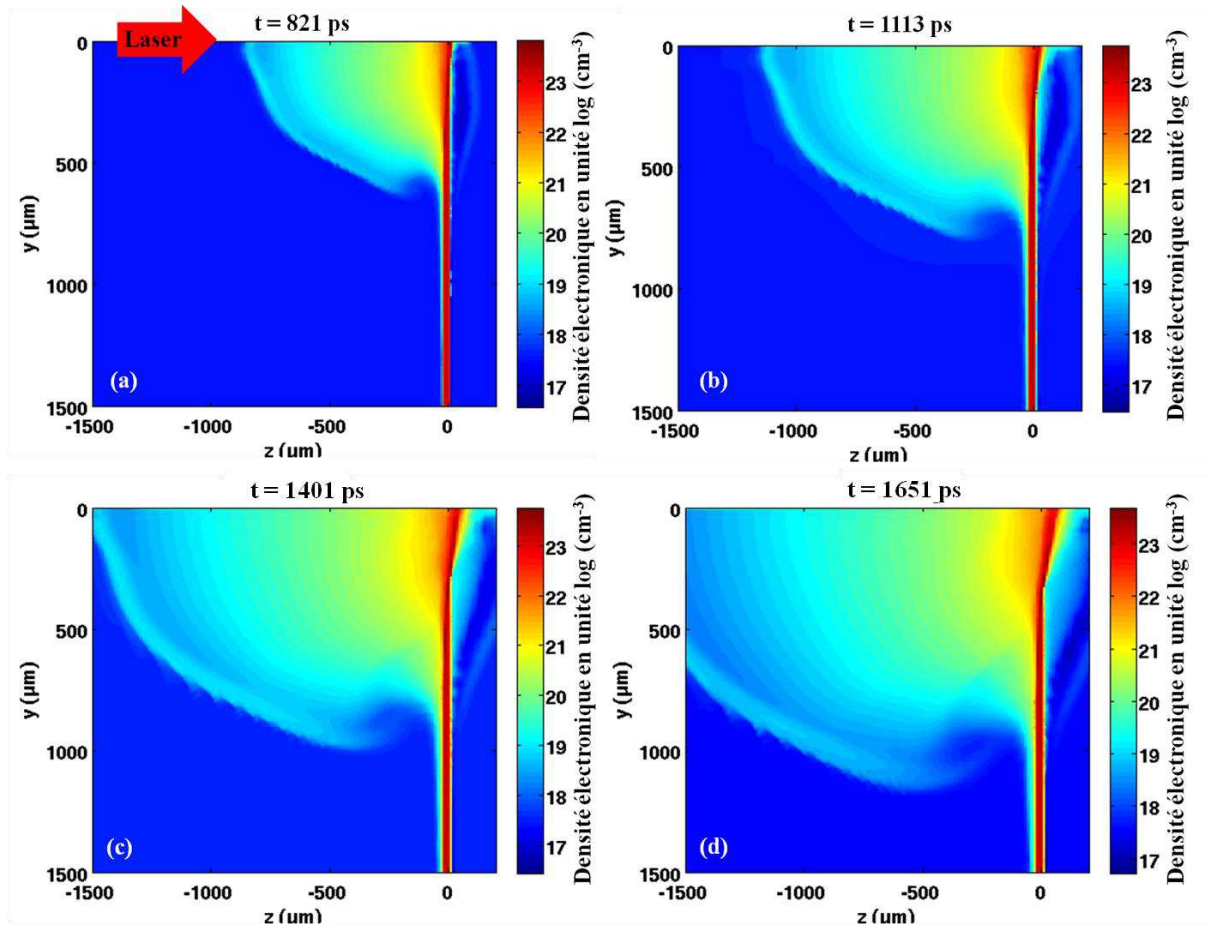


Figure 1.25 Evolution des densités électroniques en cm^{-3} au cours du temps modélisé par FCI2 pour un demi-plan. Le laser se propage de la gauche vers la droite et irradie une cible de Mylar de $23 \mu\text{m}$ d'épaisseur à $x=0 \mu\text{m}$ pour (a) $t=821 \text{ ps}$, (b) $t=1113 \text{ ps}$, (c) 1401 ps et (d) $t=1651 \text{ ps}$ où $t=0$ est défini sur la Fig. 1.7.b.

Les gradients de densité dans la zone 5.10^{18} - $1.10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (le code ayant des difficultés à simuler les champs magnétiques dans des zones de densité raréfiée en dessous de $0,01 n_c$), dans la direction longitudinale (direction x) sont très étendus : les longueurs de gradient sont de l'ordre de $383 \mu\text{m}$ à 821 ps jusqu'à $826 \mu\text{m}$ à 1651 ps (cf. Fig. 1.24). Ces gradients ne peuvent être responsables de champ magnétique d'amplitude MegaGauss. Il se situe dans une gamme de l'ordre de quelques dizaines de kG, en effectuant un calcul rapide. C'est d'ailleurs ce que nous observons sur les résultats de polarimétrie (cf. Fig. 1.12 qui donne une idée même si ce n'est pas le même matériau) où une très faible rotation de la polarisation est observée dans ces gammes de densités, indiquant que le champ magnétique autogénéré dans la partie sous dense (5.10^{18} - $1.10^{20} \text{ cm}^{-3}$) est négligeable. Les champs que nous observons en expérience ne proviennent pas de ces zones de densité, mais se situent dans la partie sur dense du plasma. En effet, de forts gradients de densité longitudinale sont présents dans la partie dense du plasma (5.10^{21} - $1.10^{23} \text{ cm}^{-3}$) avec des longueurs de gradient de l'ordre de $35 \mu\text{m}$ à 821 ps après le début de l'interaction, autour de $y \sim 100$ - $200 \mu\text{m}$, alors qu'à $t=1651 \text{ ps}$, ils deviennent plus petits, $\sim 26 \mu\text{m}$ (autour de $y \sim 200$ - $350 \mu\text{m}$) (cf. Fig. 1.24). Ces résultats montrent que le gradient de densité dans la zone sur dense du plasma devient de plus en plus petit au cours du temps, c'est-à-dire que le plasma est comprimé et peut potentiellement amplifier le champ magnétique. Nous verrons dans la suite que cette compression est une illustration de l'influence de l'effet Nernst sur la dynamique du champ magnétique et conduit à l'amplification du champ magnétique par compression des lignes de champs.

2. Comparaisons entre l'expansion hydrodynamique du plasma expérimentale et celle issue de FCI2

Cette section est dédiée à comparer un résultat d'interférométrie expérimentale avec une carte de densité issue de la simulation FCI2 à un temps d'environ 1 ns après le début de l'interaction, pour une cible de Mylar 23 μm , ceci afin de vérifier que la simulation modélise de façon raisonnable l'expansion du plasma.

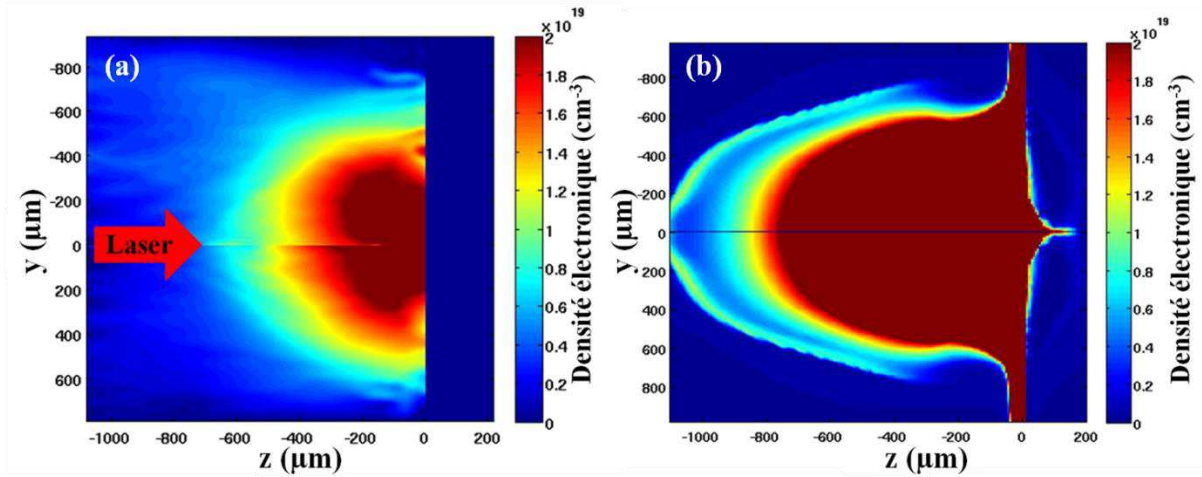


Figure 1.26 Le laser se propage de la gauche vers la droite et irradie une cible solide de 23 μm de Mylar à $x = 0$ μm . (a) Densité électronique à 1 ns reconstruite par inversion d'Abel et (b) densité électronique de la simulation FCI2 à 1,113 ns après le début de l'interaction, $t=0$ étant défini sur la Fig. 7.b.

L'expansion longitudinale maximale de la densité $0,01 n_c$ (correspondant à $\sim 1.10^{19} \text{ cm}^{-3}$) expérimentale est d'environ 550 μm alors que la simulation nous montre une expansion de l'ordre de 760 μm . Il existe également des différences dans l'expansion radiale du plasma : dans le cas expérimental, elle se situe autour de 500 μm (en rayon) alors que la simulation est plutôt autour de 630 μm (cf. Fig. 1.25). De petites différences sont donc observées, de l'ordre de 25 % qui peuvent être expliqués par le fait que dans un cas on regarde à 1 ns et dans l'autre à 1,113 ns. En effet, dans nos conditions, l'hydrodynamique est assez rapide pouvant potentiellement nous amener aux différences observées. Il faut également noter qu'ici, il ne s'agit que d'une comparaison à un temps donné au cours de l'interaction. Il s'avèrera néanmoins nécessaire de poursuivre les comparaisons entre simulations et expériences lorsque de nouvelles simulations seront disponibles afin de pouvoir en tirer des conclusions pertinentes.

C. Résultats et comparaisons entre le code FCI2 et l'expérience de la dynamique temporelle des champs magnétiques autogénérés pour une cible de Mylar de 23 μm

Nous allons maintenant nous intéresser à la dynamique temporelle des champs magnétiques autogénérés à temps longs au cours de l'interaction. De manière similaire à la section précédente, les paramètres lasers sont pris en accord avec les données expérimentales (tache focale, durée d'impulsion, énergie absorbée par le plasma) pour chaque tir.

1. Dynamique temporelle des champs magnétiques issus de FCI2

La dynamique temporelle des champs magnétiques issus de FCI2 est illustrée en Fig. 1.27.

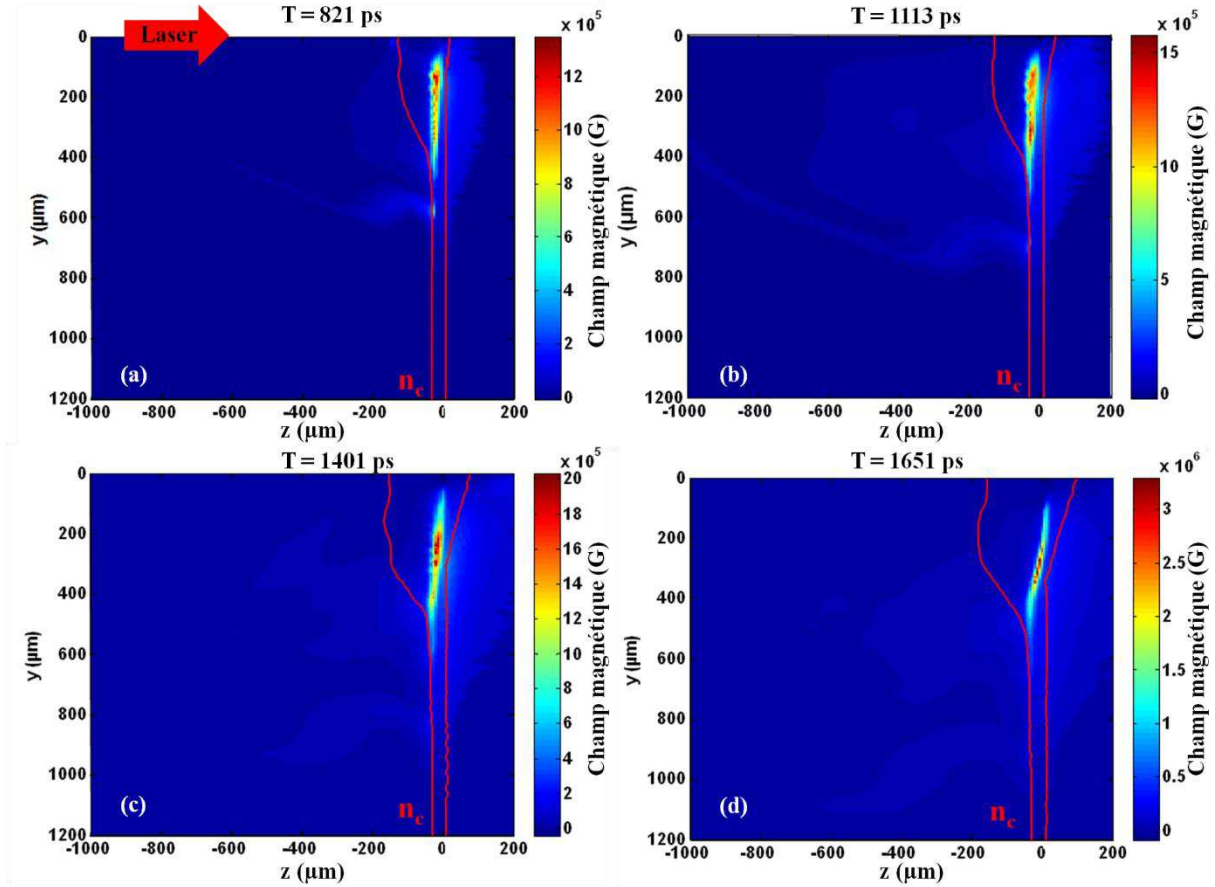


Figure 1.27 Evolution des champs magnétiques en Gauss au cours du temps modélisé par FCI2 pour un demi-plan. Le laser se propage de la droite vers la gauche et irradie une cible de Mylar de 23 μm d'épaisseur à $x = 0$ μm pour (a) $t = 821$ ps, (b) $t = 1113$ ps, (c) 1401 ps et (d) $t = 1651$ ps où $t = 0$ est défini sur la Fig. 1.7.b.

La Fig. 1.27 nous montre l'évolution des champs magnétiques au cours de l'irradiation laser (pour rappel l'irradiation laser se produit sur une plage de temps d'environ 2 ns) d'une cible de Mylar 23 μm . On peut remarquer que ces champs sont localisés dans la partie sur dense du plasma en accord avec l'analyse des cartes de densités (cf. Fig. 1.25) où il est montré que les forts gradients de densité sont situés dans la zone sur dense du plasma. Les gradients de densité plus faible dans la couronne plasma occasionnent néanmoins un champ magnétique très faible (illustré sur la Fig. 1.26 par les bras de couleur bleu clair s'étendant dans la partie sous dense du plasma sur toutes les cartes) de l'ordre de 10 à 100 fois plus faible que le champ généré dans la partie sur dense. Soit $\sim 0,1$ MG, valeur raisonnable avec ce qui avait été déduit en Fig. 1.12.

L'étalement spatial dans la direction longitudinale (dl) du champ magnétique est également relativement constant au cours du temps. Ainsi si dl est constant, les mesures expérimentales au cours du temps sont reliées soit à sa dynamique spatiale, soit à sa croissance. Il est cependant montré que l'amplitude des champs magnétiques ne joue pas un rôle significatif dans le diamètre résultant de la zone de déplétion, mais dans l'amplitude des variations de doses sur le RCF. En opposition, la dynamique spatiale du champ joue principalement sur le diamètre de la zone de déplétion de protons et a une influence négligeable sur la modulation de dose sur le RCF. Ainsi, nous mesurons bien une vitesse d'expansion radiale du champ magnétique B : la vitesse de Nernst.

Intéressons-nous à l'amplitude des champs magnétiques. A $t = 821$ ps, le champ magnétique maximal est de l'ordre de 1 MG. On remarque très vite que celui-ci augmente au cours de l'interaction pour

atteindre des valeurs de ~ 3 MG à $t = 1651$ ps. Cela est également en accord avec les résultats d'expansion hydrodynamique, où on observe des longueurs de gradients de densité plus petites à temps longs. Ici il s'agit encore d'une conséquence de l'effet Nernst. Nous reviendrons sur ce point dans la partie discussion.

2. Méthode de comparaison : le code particulaire de déflectométrie (CPD)

Nous allons maintenant nous intéresser au code particulaire de déflectométrie (CPD) permettant d'effectuer des comparaisons entre les résultats de simulations FCI2 et expérimentaux. Notre but est de simuler les déflexions induites par les champs magnétiques issus de FCI2 présents sur le trajet d'un faisceau de protons. Le code que nous avons utilisé dans cette partie a été initialement développé par L. Lancia [10]. Il permet d'envoyer un faisceau de protons mono énergétiques au travers d'une carte de champ magnétique et de regarder les déflexions dues à la force de Lorentz ($\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$) subie par les protons sur un détecteur placé à des distances variables de la zone de champ magnétique.

Il permet également de déterminer la variation de dose de protons résultante sur le film, variation relative et donc notée $\Delta n/n$. Dans le cas où les protons n'ont pas été défléchis, $\Delta n/n = 0$, alors que si tous les protons ont été défléchis, $\Delta n/n = 1$ dans le cas d'une accumulation et $\Delta n/n = -1$ dans le cas d'une déplétion. L'utilité d'un tel rapport est qu'il permet d'être comparé directement avec les mesures expérimentales. La méthode pour l'obtenir est simple : il s'agit de soustraire la modulation de dose que nous observerions expérimentalement sans champ magnétique à la modulation de dose de protons observée expérimentalement sur le détecteur avec champ magnétique (RCF dans notre cas). La restriction principale de cette méthode se situe dans la prise en compte plus ou moins juste de la forme de la dose qui aurait été mesurée sans champ magnétique sur le détecteur. En règle générale, afin de l'obtenir une zone non perturbée sur le détecteur est utilisée et par interpolation on remonte à la dose non perturbée. Il arrive toutefois que dans certains cas cette procédure ne soit pas applicable, car cette zone n'est pas assez étendue pour retrouver de façon convenable la modulation spatiale de dose des protons sans champ magnétique. Pour ces tirs, nous nous bornerons seulement à comparer les tailles des zones de déplétion de protons.

3. Comparaisons des zones de déflexions observées expérimentalement et en simulations FCI2 à $t = 821$ ps

Cette section expose une comparaison utilisant la méthode décrite dans la section IV. C. 1, pour un temps $t = 821$ ps après le début de l'interaction ($t=0$ étant défini en Fig. 1.7.b). Nous verrons par la suite qu'à temps plus longs, la méthode décrite au-dessus est irréalisable. Les résultats obtenus sont illustrés en Fig. 1.28 :

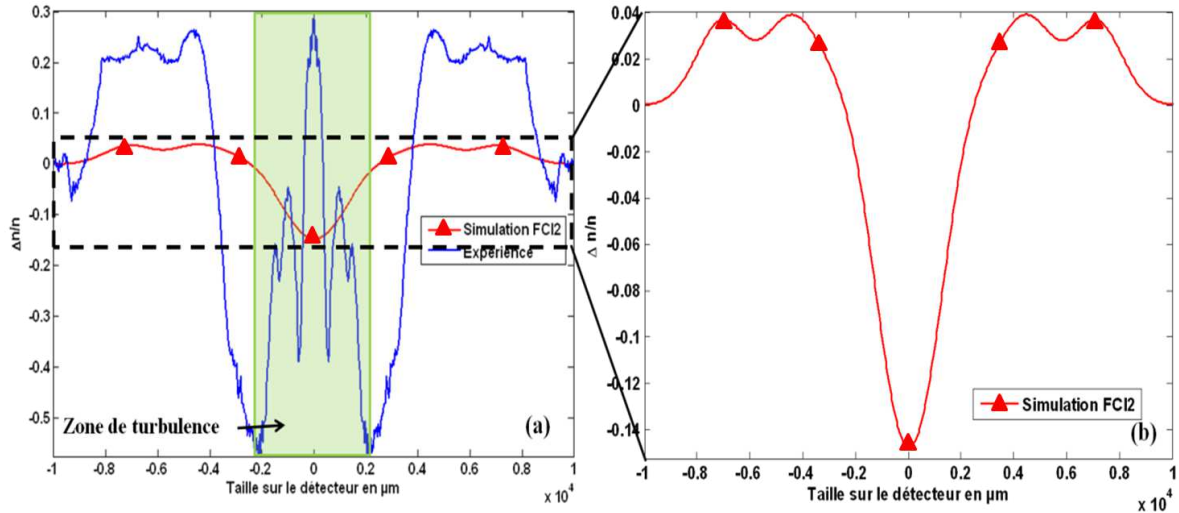


Figure 1.28 (a) Comparaisons entre simulations et expériences à $t=821$ ps après le début de l'interaction ($t=0$ étant défini en Fig. 1.7.b), (b) Agrandissement de la courbe de déflexion dans le cas de la simulation FCI2. Les deux courbes (expérimentales et de simulation) montrent le même comportement.

Comme on peut le remarquer sur la Fig. 1.28, les zones de déplétions $\Delta n/n$ positives et d'accumulations $\Delta n/n$ négatives de proton mesurées expérimentalement sont en excellent accord avec les déflexions calculées par FCI2. En revanche, il existe des différences dans l'amplitude du $\Delta n/n$ mais au regard des incertitudes qui existent sur la mesure (cf. section III.A), la prise en compte de la diffusion des particules et la justesse de la répartition spatiale de la modulation de dose sans champ magnétique, cela ne semble pas très surprenant. De plus, ce qui est vraiment important ici, c'est l'étendue spatiale des zones de déplétions, car les incertitudes jouent beaucoup plus sur le $\Delta n/n$ que sur le diamètre de la zone de déflexion.

4. Comparaisons des zones de déflexions observées expérimentalement et en simulations FCI2 à $t > 821$ ps

Les mesures expérimentales à $t > 821$ ps ne permettent pas de comparer, comme dans le cas à $t = 821$ ps, le $\Delta n/n$ car la zone non perturbée sur le RCF n'est pas assez importante, ne permettant pas de déterminer la répartition spatiale de la modulation de dose théorique sans la perturbation par le champ magnétique. Néanmoins, nous pouvons entreprendre des comparaisons de la taille de la zone déplétion de protons. Les distances sont données au niveau du détecteur sur la Fig. 1.29 :

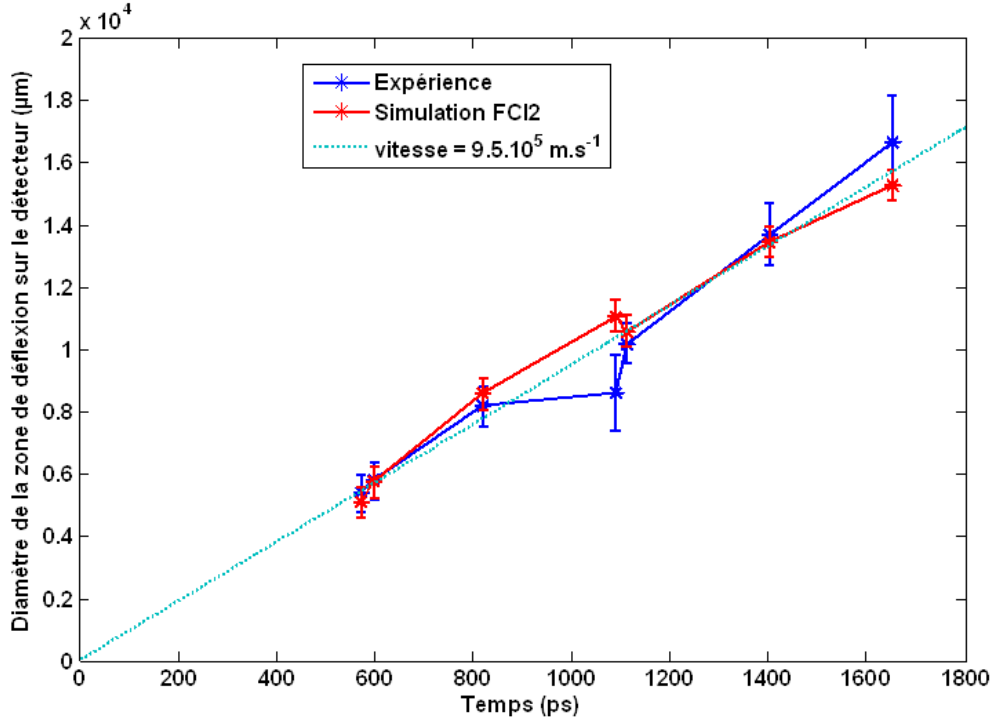


Figure 1.29 Comparaison du diamètre de la zone de déflexion sur le détecteur entre les simulations FCI2 (chaque mesure représente une simulation) et l'expérience en fonction du temps au cours de l'interaction, $t=0$ étant défini en Fig. 1.7.b.

On peut remarquer que les simulations FCI2 sont en excellent accord avec les résultats expérimentaux. Une linéarité de l'expansion latérale du champ magnétique est ainsi observée ayant pour vitesse

$$V_{mylar} \sim 9.5 \pm 1.10^5 \text{ m.s}^{-1}.$$

D. Discussion sur la dynamique du champ magnétique

La simulation, contrainte par les paramètres de l'expérience, reflète remarquablement la dynamique spatio-temporelle du champ magnétique (cf. Fig. 1.29). Les vitesses d'advection de simulation du champ magnétique sont en excellent accord avec les vitesses observées en expérience. Cependant, comme nous l'avons évoqué en section III.C, cette vitesse est plus importante que la vitesse acoustique ionique ($V_n/c_s \sim 5$), ce qui associe le champ magnétique à des électrons rapides [25] se propageant le long de la surface de la cible, lui permettant d'être transporté loin de la zone d'interaction. Comme nous l'avons vu précédemment, il s'agit vraiment d'une vitesse radiale du champ magnétique, car dl , c'est-à-dire l'étalement longitudinal de B , est constant. Cette vitesse associée à la vitesse de Nernst est linéaire au cours de l'irradiation laser, ce qui implique que le champ magnétique advecté radialement n'est que très peu affecté par l'interaction se produisant au centre de la cible. Ce point est très important, car il permet d'affirmer qu'il existe une dissociation entre la zone d'interaction et la zone de fort champ magnétique. En effet, si on s'intéresse à la topologie du champ, on se rend compte qu'il est plaqué dans les zones de fortes densités ($> 1 n_c$) (cf. Fig. 1.27) et s'étend dans la direction radiale sur des zones de l'ordre de 300-500 μm . De plus, la croissance progressive du champ B , relativement loin de la zone d'interaction (200-300 μm) de 1 MG à 821 ps jusqu'à 3 MG à 1651 ps nous incite à penser qu'il s'agit d'une amplification du champ. Les lignes de champs

magnétiques sont ainsi comprimées et cela permet d'augmenter progressivement le champ magnétique.

L'effet Nernst est donc un ingrédient essentiel à la modélisation de l'interaction d'un laser de forte puissance avec une cible solide. Intéressons-nous à ses conséquences sur la non localité du flux de chaleur. En considérant une zone de densité $1.10^{22} \text{ cm}^{-3}$, une température de l'ordre de 1 keV (en accord avec les simulations FCI2) et un champ magnétique de 1 MG (situation valide pour $t = 821 \text{ ps}$), le paramètre de Hall ($\omega_e \tau_e$) est d'environ 6. Avec l'aide de la Fig. 1.1, on se rend compte que la vitesse de Nernst associée est d'environ : $V_N \sim 0,22 \frac{c}{e} \frac{\nabla k T_e}{|B|}$ ($Z^*=5$). Ici le transport de chaleur est fortement non local. Le champ est d'ailleurs très bien plaqué dans les zones de fortes densités (cf. Fig. 1.27.a) car l'effet Nernst détermine sa dynamique. Le cas à 1651 ps est légèrement différent. Le champ magnétique, d'amplitude plus élevée que le cas à 821 ps, de l'ordre de 3 MG, entraîne un paramètre de Hall de ~ 19 (en prenant les mêmes paramètres de densités et de températures que précédemment). La vitesse de Nernst associé est alors de : $V_N \sim 0,07 \frac{c}{e} \frac{\nabla k T_e}{|B|}$ ($Z^*=5$). Le terme de Nernst devient plus petit et le transport de chaleur redevient progressivement local. Cela est illustré sur la Fig. 1.27.d, où on remarque que le champ commence à s'étaler longitudinalement au lieu de rester bien plaqué dans la zone de fortes densités. De plus, son amplification nous montre alors qu'il existe un très fort couplage entre le flux de chaleur non linéaire et le champ magnétique B [41]. La dynamique du champ magnétique est donc fortement influencée par l'effet Nernst et influence à son tour le flux de chaleur.

Implication des résultats pour la modélisation de l'interaction et les futures directions à prendre afin d'évaluer les bilans énergétiques dans un holhraum :

La topologie du champ magnétique issue de FCI2 est assez différente de ce qui est observé dans LASNEX [6] où le champ magnétique n'est pas plaqué vers les zones de fortes densités, mais a tendance à s'étendre longitudinalement vers les zones de plus basses densités et où l'amplification du champ magnétique n'est pas visible. Il est vrai qu'il est néanmoins possible qu'il y ait une amplification compensée par l'expansion longitudinale du champ magnétique, mais en première approximation la topologie de champ dans LASNEX est clairement différente de la topologie de champ dans FCI2 (mais qui pourrait également s'expliquer par des paramètres lasers différents où l'effet Nernst ne serait pas prépondérant). Cela pourrait être une conséquence d'une prise en compte moyenne de l'effet Nernst. En effet, si l'effet Nernst n'est pas bien traité dans la simulation, le champ est alors advecté vers les zones de plus faibles densités, son élongation radiale ainsi que son amplitude sont plus faibles et nous ne sommes pas en mesure de retrouver les résultats expérimentaux. Il est donc extrêmement important de traiter ce terme de façon rigoureuse dans les simulations.

D'une manière générale, la vitesse d'advection du champ magnétique semble assez élevée et est reliée à l'effet Nernst qui est donc responsable du transport rapide du champ magnétique. L'amplitude du champ magnétique peut également être assez élevée engendrant des phénomènes de reconnexion magnétique entre deux zones de champs provenant de deux impulsions laser. En effet, ces processus sont connus pour convertir une quantité d'énergie magnétique en énergie cinétique en chauffant le plasma. Il est donc crucial de pouvoir quantifier ces effets afin de les inhiber ou de les amplifier en jouant par exemple sur la distance entre deux taches focales sur un holhraum. Pour cela des expériences, couplées avec des simulations seront nécessaires afin de répondre à ces questions.

V. Conclusion et perspective

Au cours de ce chapitre nous nous sommes intéressés à la dynamique expérimentale du champ magnétique autogénéré durant l'irradiation par un laser nanoseconde de différentes cibles (Mylar 23 μm et Au 5 μm). Des simulations utilisant le code du CEA, FCI2 ont été confrontées aux résultats expérimentaux dans le cas d'une cible de Mylar 23 μm . Il est ainsi montré qu'il existe un accord raisonnable entre les simulations et l'expérience à différents temps au cours de l'interaction. Ceci permet de valider le code de simulation prenant en compte la dynamique des champs magnétiques autogénérés. Notons également que les premières simulations effectuées à l'aide du code FCI2 ne reproduisaient pas exactement la dynamique spatio-temporelle des champs magnétiques. Afin de retrouver ces accords entre simulations et mesures expérimentales, un travail numérique considérable a été fourni sur le code de simulations FCI2 par nos collaborateurs du CEA.

La technique de radiographie par protons permet de suivre l'évolution des champs magnétiques dans les zones denses du plasma, c'est-à-dire là où les champs sont les plus importants (cf. Fig. 1.26). La dynamique du champ montre alors une linéarité au cours du temps avec des vitesses d'expansion radiale de l'ordre de ($V_n/c_s \sim 5$) qui nous incite à penser qu'il existe une dissociation entre le champ magnétique et la zone d'interaction du laser. Ce phénomène est une conséquence de la prise en compte de l'effet Nernst qui influe de manière conséquente sur la dynamique du champ magnétique.

D'une manière plus générale, l'expérience que nous avons présentée durant ce chapitre peut être utilisée pour des tests de code de simulations, notamment pour le cas d'une cible de Au. Ceci est important pour la conception d'expérience d'envergure sur des installations comme le NIF ou le LMJ ou encore des projets comme HiPER dans le cadre de l'attaque indirecte.

Références

-
- [1] J. A. Stamper et al., Phys. Rev. Lett. **26**, 1012 (1971)
 - [2] L. Willingale et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 105002 (2010) ; L. Willingale Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 124026 (2011)
 - [3] G. Schurtz et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 095002 (2007)
 - [4] J. A. Stamper et al., Phys. Rev. Lett. **40**, 1177 (1978) ; A. Raven et al., Phys. Rev. Lett. **41**, 554 (1978) ; J. Briand et al., Phys. Rev. Lett. **54**, 38 (1985)
 - [5] J. Briand et al., Phys. Fluids **30**, 2893 (1987)
 - [6] C. K. Li et al., Nucl. Fusion **53**, 073022 (2013)
 - [7] C. A. Cecchetti et al., Phys. Plasmas **16**, 043102 (2009)
 - [8] C. K. Li et al., Phys. Rev. Lett **97**, 135003 (2006) ; C. K. Li et al., Phys. Rev. Lett **102**, 205001 (2009) ; C. K. Li et al., Phys. Rev. Lett **108**, 025001 (2012) ;
 - [9] A. Nishiguchi et al., Phys. Fluids **28**, 3683 (1985)
 - [10] L. Lancia, Ph.D thesis, Ecole Polytechnique et Universita di Roma « La Sapienza » (2010)
 - [11] L. Lancia et al., Laser and Particle Beams, pp 1-9 (2013) DOI 10.1017/S0263034613000451
 - [12] S. I. Braginskii, *Review of Plasma Physics* , edited by M. A. Leontovich (Consultants Bureau, New York 1965), Vol I
 - [13] T. Yabe et al., Phys. Rev. Lett **48**, 242 (1982)
 - [14] M. G. Haines, Plasma Physics and Controlled Fusion **28**, 1705 (1986)
 - [15] A. Nishiguchi et al., Phys. Rev. Lett. **53**, 262 (1984)
 - [16] L. Spitzer et R. H. Harm, Phys. Rev. Lett. **89**, 977 (1953)
 - [17] G. P. Schurtz et al., Phys. Plasmas **7**, 4238 (2000)
 - [18] J. R. Albritton, Phys. Rev. Lett. **50** , 2078 (1983) ; T. H. Kho and M. G. Haines, Phys. Fluids **29**, 2665 (1986)
 - [19] O. V. Goncharov et al., Phys. Plasmas **13**, 012702 (2002)
 - [20] A. R. Bell Phys. Fluids **26**, 279-284 (1983)
 - [21] Q. Z. Yu et al., Physics Plasmas **17**, 043106 (2010)
 - [22] R. C. Malone et al., Phys. Rev. Lett. **34**, 721 (1975)
 - [23] J.F. Luciani et P. Mora Phys. Rev. Lett. **51** 1887 (1983) ; J. R. Albritton et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 1887 (1986)
 - [24] D. H. Froula et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 135001 (2007)
 - [25] C.P. Ridgers et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 075003 (2008)
 - [26] E. M. Epperlein and M. G. Haines, Phys. Fluids **29**, 1029 (1986).
 - [27] J. Breil et al., Journal of Physics : Conference Series **112**, 022035 (2008)
 - [28] D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. **56**, 219 (1985)
 - [29] Y. Kato et al, Phys. Rev. Lett. **53**, 1057 (1961)
-

- [30] G. T. Georgiev and J. J. Butler, *Applied Optics* **46**, 7893 (2007)
 - [31] G. Nomarski, *J. Phys. Radium* **16**, 9S-11S (1955)
 - [32] M. Kalal and K. A. Nugent, *Applied Optics* **27**, 1956 (1988)
 - [33] S.C Wilks et al., *Phys. Plasmas* **8**, 542 (2001)
 - [34] A. Mancic et al., *High Energy Density Physics* **6**, 21 (2010)
 - [35] www.gafchromic.com
 - [36] A. G. R. Thomas et al., *New J. Phys* **11**, 033001 (2009)
 - [37] E. Buresi et al., *Laser Part. Beams* **4**, 531 (1986)
 - [38] E. Dattolo et al., *Phys. Plasmas* **8**, 260 (2001)
 - [39] P. Nicolai et al., *Phys. Plasmas* **7**, 4250 (2000)
 - [40] W. Rozmus et al., *Phys. Plasmas* **3**, 360 (1996)
 - [41] T.H. Kho and M. G. Haines *Phys. Rev. Lett.* **55**, 825 (1985)
-
-

Chapitre 2 : Dynamique Expérimentale et Numérique des Champs Magnétiques Autogénérés en Régime Picoseconde

INTRODUCTION

Le précédent chapitre visait à étudier la dynamique des champs magnétiques autogénérés dans des plasmas denses en régime nanoseconde. Nous allons maintenant nous intéresser à la dynamique des champs autogénérés au cours de l'irradiation d'un solide par un laser à haute intensité et fort contraste. Une des caractéristiques primordiales de ce genre d'interaction est l'amplitude très élevée (MG) des champs magnétiques qui sont générés [1, 2, 3, 4, 5, 6] par des mécanismes variés, qui peuvent être l'effet thermoélectrique (cf. chapitre 1) mais aussi bien différents du cas d'impulsions nanosecondes du chapitre 1. En effet, durant la phase initiale de l'interaction, la production d'électrons de très haute énergie (supérieure à 600 keV pour une intensité $I > 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$) engendre une dynamique de champs magnétiques autogénérés bien distincte, avec l'apparition de mécanismes qui jouent sur des échelles spatiales variées. Les mécanismes à grandes échelles sont liés :

- Aux courants d'électrons chauds [5, 7]
- A l'inhomogénéité du faisceau laser [6]

Les mécanismes de génération et d'amplification de champs magnétiques de petites échelles sont reliés quant à eux aux :

- Instabilités de Weibel [8]
- Instabilités thermiques [9]

Tous ces mécanismes, liés au laser ou aux électrons chauds sont de courtes durées. Les termes liés à l'expansion hydrodynamique du plasma induite par le chauffage laser, notamment l'effet thermoélectrique (cf. chapitre 1) prennent alors le relai [10]. Il est donc possible de diviser la dynamique du champ magnétique en deux phases :

- La première est la phase où la description cinétique du plasma est nécessaire afin de décrire les effets et mécanismes de génération de champs magnétiques par les électrons chauds que ce soit sur des échelles de longueurs grandes ou petites.
- La deuxième est la phase où les électrons chauds ne contribuent plus à la génération de champs magnétiques. Une description hydrodynamique (cf. chapitre 1) est alors plus à même

de reproduire la génération de champs magnétiques se produisant sur des temps longs comparés à la durée de l'impulsion laser.

Afin d'obtenir une transition claire entre les deux phases, mais également d'optimiser les gradients de densité et de température durant la phase d'expansion hydrodynamique du plasma, il est nécessaire de se situer dans un régime à très fort contraste. Dans ces conditions, il n'y a pas de création de pré plasma en face avant de la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale et nous pouvons étudier la première phase de génération de champ magnétique due aux électrons chauds puis celle liée à l'expansion hydrodynamique du plasma.

D'une manière plus générale, ces champs magnétiques autogénérés revêtent une grande importance dans divers domaines de la physique. Dans le contexte de l'allumeur rapide par électrons [11] ou par protons [12, 13] les champs magnétiques autogénérés jouent un rôle non négligeable dans le transport d'électrons chauds [14] et dans l'uniformité de l'accélération de protons en modifiant la forme ou l'amplitude de la gaine accélératrice en face arrière de la cible [15]. Nous allons montrer qu'il est également concevable d'utiliser des configurations intéressantes de champs magnétiques afin de collimater des faisceaux de particules (positrons, ions, électrons, protons) en vue d'applications telles que la thérapie par protons [16], la tomographie par positrons [17] ou encore la production d'isotopes médicaux [18]. En particulier, je montrerai dans ce chapitre qu'il est possible d'exploiter le champ magnétique autogénéré au cours de l'irradiation d'une cible solide par un laser ultra intense et à fort contraste en vue de réaliser une lentille magnétique robuste et compacte, possédant des propriétés essentielles telles que l'achromatisme et une focalisation des particules pour des énergies extrêmement élevées ($> \text{MeV}$).

ETAT DE L'ART

Les techniques expérimentales permettant la mesure de champs magnétiques autogénérés au cours de l'interaction d'un laser avec une cible solide sont les mêmes que celles évoquées au cours de l'état de l'art du chapitre 1, à savoir la rotation Faraday (polarimétrie, limitée à des zones sous denses du plasma), l'effet Zeeman (pas de possibilité d'observer une dynamique) et enfin le diagnostic que nous allons utiliser : la radiographie par protons. Cependant, dans le cas d'un laser à impulsions courtes et forte intensité, il existe d'autres méthodes permettant de mesurer des champs magnétiques dans la partie dense du plasma : les harmoniques et la radiographie par électrons. La première utilise les harmoniques du laser qui sont générés à la densité critique et qui se propagent dans la région dense du plasma. La mesure de la polarisation finale de ces harmoniques détermine alors l'amplitude minimale des champs magnétiques à travers lesquels ils ont voyagé [19]. Néanmoins, cette technique ne permet pas d'observer une dynamique de champs, mais donne seulement une limite basse de l'amplitude des champs magnétiques. La seconde est assez similaire à la radiographie par protons sauf que dans ce cas, ce sont des électrons, générés par le processus d'accélération par sillage [20], qui sont utilisés afin de sonder les champs [21]. Cette méthode est restrictive dans le sens où la dynamique observable en un tir est très courte, de l'ordre de la ps. Le diagnostic de radiographie par protons semble une nouvelle fois être le plus adéquat. Il nous permet d'avoir accès à une dynamique ($\sim 50 \text{ ps}$) des champs magnétiques dans les zones sur denses, mais également dans la zone sous dense du plasma. En effet, il a été montré par polarimétrie, que des champs magnétiques d'amplitudes MG existent au cours de l'expansion hydrodynamique du plasma, dans la partie sous dense, sur la face avant de la cible et sur des temps d'environ 20 ps [10]. Une précédente étude a récemment montré tout le potentiel de la radiographie par protons [22] où une dynamique de champs a été observée sur $\sim 20 \text{ ps}$. En revanche, le faible contraste du laser d'interaction n'a pas permis une étude claire des différents mécanismes de génération de champs magnétiques. En effet, la formation d'un pré plasma en face avant de la cible,

avant l'arrivée de l'impulsion principale modifie fortement la dynamique de champ (par exemple en augmentant la taille des gradients de température et densité, donc en diminuant l'amplitude des champs magnétiques dûs à l'expansion hydrodynamique du plasma). De plus, les différents mécanismes de génération sont mélangés, c'est-à-dire que les deux phases (électrons chauds et expansion hydrodynamique) se produisent en même temps : il est alors extrêmement difficile de dissocier quel est l'influence de chacune des phases.

PLAN DU CHAPITRE

Au cours de ce chapitre, nous allons nous concentrer sur l'étude de la dynamique des champs magnétiques autogénérés lors de l'interaction d'un laser haute intensité, fort contraste avec des matériaux de faible Z (Al et CH) et fort Z (Cu et Au) à la fois de façon numérique et expérimentale. Une première partie présente les différents mécanismes de génération du champ magnétique au cours d'une telle interaction. La dynamique à temps court est ensuite étudiée au moyen d'un code PIC (Particle In Cell), à angle d'incidence faible et pour des cibles fines. Le temps de transition entre la phase initiale d'électrons chauds et la phase d'expansion hydrodynamique est ensuite examiné par un code 1D trois températures. Par la suite, la phase d'expansion hydrodynamique est étudiée analytiquement et numériquement en couplant les sorties du code PIC au code hydrodynamique CHIC. Les résultats montrent que durant cette phase, il existe une dissymétrie de champs magnétiques entre la face avant et arrière de la cible. Enfin, une expérience est présentée où un faisceau de forte intensité, très haut contraste irradie une cible solide. Les champs au cours de l'interaction sont sondés par radiographie par protons et sont en bon accord avec l'analyse précédente. Durant la phase hydrodynamique, les résultats expérimentaux révèlent bien une forte dissymétrie entre le champ en face avant et arrière par l'observation d'une très forte collimation du faisceau de protons. Il est montré qu'il est possible d'utiliser cette configuration de champ magnétique comme lentille magnétique possédant des propriétés très intéressantes : achromatisme, focalisation de particules chargées énergétiques et dispositif robuste et compact.

I. Une multitude de mécanismes permettant de générer un champ magnétique au cours de l'interaction d'un laser UHI-matière

Nous allons tout d'abord nous intéresser aux différents mécanismes mis en jeu dans la génération d'un champ magnétique MegaGauss au cours de l'irradiation d'une cible solide par un laser de haute intensité, fort contraste. Nous regarderons plus particulièrement l'impact des différentes configurations possibles de champs magnétiques sur la propagation d'un faisceau de particules chargées, à savoir des protons, dans le but de simuler ce que nous pourrions observer en expérience en utilisant le diagnostic de radiographie par protons qui a été présenté au cours du chapitre précédent.

A. Champs magnétiques créés par les électrons chauds

1. Mécanisme de génération des électrons chauds

Les mécanismes d'absorption de l'énergie laser dépendent d'une grande variété de paramètres : angle d'incidence, contraste, intensité laser, durée d'impulsion, etc ... Ces processus d'absorption produisent des électrons chauds dans les premiers moments de l'interaction. En revanche tous ces mécanismes n'engendrent pas les mêmes distributions d'électrons chauds. L'énergie moyenne (« température ») de ces derniers détermine alors l'amplitude du champ magnétique qu'ils génèrent. Il est donc important de les étudier afin d'être capable, au besoin, de sélectionner un processus d'absorption plutôt qu'un

autre, c'est-à-dire une distribution d'électrons chauds plutôt qu'une autre. Les principaux mécanismes de l'absorption de l'énergie laser par le plasma sont présentés ci-dessous :

Absorption résonante

Ce mécanisme [23] est un mécanisme d'absorption résonante, non collisionnel et apparaît lors de l'interaction d'une onde laser polarisée P, en incidence oblique θ avec le plasma, au niveau de la surface de densité critique. Elle peut se propager dans le plasma jusqu'à la densité critique et couple son énergie à des ondes de Langmuir. Le champ électrique au point de réflexion de l'onde se retrouve dans la direction du gradient de densité et entraîne une oscillation des électrons le long de celui-ci.

Chauffage d'écrantage

Ce mécanisme d'absorption de l'énergie laser peut être considéré comme une extension de l'absorption résonante, mais pour des gradients de densité très raides. Reprenons le même schéma que précédemment, c'est à dire une onde laser en incidence oblique et polarisée P : le champ électrique arrache et chauffe directement les électrons de la cible sur une distance de l'ordre de l'épaisseur de peau $\sim \frac{c}{\omega_p}$, avec ω_p la fréquence plasma, pendant une demi-période laser. Lorsque le champ électrique s'inverse, les électrons vont alors être accélérés vers la cible. De par la faible pénétration du champ électrique dans un plasma (typiquement sur l'épaisseur de peau $\sim c/\omega_p$), les électrons ainsi accélérés peuvent se propager dans la cible où ils sont absorbés par collisions [24].

Chauffage JxB

Physiquement, il est assez similaire au chauffage d'écrantage dans le sens où les électrons sont directement accélérés par le champ électrique du laser incident. La différence fondamentale est que le terme moteur de cet effet est la composante haute fréquence $v \times B$ de la force de Lorentz qui joue en plus un rôle important. Ceci peut être le cas pour des intensités supérieures à $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$, les électrons générés deviennent alors relativistes et le terme $v \times B$ est comparable à la composante électrique. Dans ce cas, les électrons du plasma sont repoussés du centre du faisceau par ce que nous appelons la force pondéromotrice [25]. On obtient donc un mouvement de dérive qui dépend du champ laser. En combinant ces forces (magnétiques et électriques) avec celle de la charge d'espace, les électrons décrivent une trajectoire en forme de « 8 », superposée donc au mouvement de dérive initié par les gradients du champ laser. Les électrons se déphasent alors à chaque demi-période et ne sont donc plus couplés à l'oscillation du laser. Un paquet d'électrons est émis à chaque demi-période laser avec une distribution en énergie maxwellienne.

On peut ainsi résumer les principales informations qui sont :

- ❖ Absorption résonante : caractérisée par une énergie moyenne, dite « température » $T_h[\text{keV}] \sim 10(T_e I_{16} \lambda_{\mu m}^2)^{1/3}$, la distribution des électrons accélérés est une maxwellienne [26] car le chauffage électronique est attribué à des champs très localisés [27] : ce mécanisme n'est pas efficace pour de forts gradients de densité et à très hautes intensités [28], c'est-à-dire si l'amplitude des oscillations des électrons dépasse la longueur de gradient $\frac{L_{grad}}{\lambda_0} < \frac{v_{osc}}{2\pi c}$, l'onde plasma est excitée et amortie sur chaque demi-période laser ($v_{osc} = eE/m_e \omega$).
- ❖ Chauffage d'écrantage : après un temps caractéristique de quelques centaines de femtosecondes ($t_{caract}[\text{fs}] \sim 100\sqrt{A/Z}\lambda_{\mu m}$), la distribution des électrons chauds peut être

considérée comme dans le cas de l'absorption résonante : $T_h [keV] \sim 10(T_e I_{16} \lambda_{\mu m}^2)^{\frac{1}{3}}$: ce mécanisme est efficace à très hautes intensités et pour des gradients de densité très raides, c'est-à-dire lorsque $v_{osc}/\omega > L_{grad}$ avec L_{grad} la longueur de gradient de densité et $v_{osc} = eE/m_e \omega$.

❖ Chauffage $J \times B$: la distribution en énergie des électrons chauds est une maxwellienne : $T_h [keV] \sim 511 [\sqrt{1 + 0.73 \left(\frac{I_0}{10^{18} W.cm^{-2}} \right) \left(\frac{\lambda_0}{\mu m} \right)^2} - 1]$ [29].

En pratique tous ces phénomènes sont mélangés avec des contributions plus ou moins importantes à la distribution en énergie réelle des électrons chauds. Il existe de nombreuses théories [4, 30] et mesures [31, 32, 33] permettant de remonter à une énergie moyenne des électrons chauds. Les données expérimentales tendent néanmoins soit vers la loi empirique de Beg [31] (en mesurant le spectre du Bremsstrahlung à différentes intensités $I\lambda^2$) :

$$T_h [keV] = 215 \left[\left(\frac{I_0}{10^{18} W.cm^{-2}} \right) \left(\frac{\lambda_0}{\mu m} \right)^2 \right]^{1/3} \quad (2.1)$$

soit vers la loi théorique de Haines [30] qui est une modification de Wilks [4] où il est montré que les électrons subissent uniquement une fraction de la période du laser avant d'être accélérés vers l'avant plus loin que la zone de pénétration du laser, entraînant ainsi une diminution de l'énergie moyenne des électrons pour de fortes intensités :

$$T_h [keV] = 511 \left(1 + 2^{\frac{1}{2}} \times 0.85 \sqrt{\left(\frac{I_0}{10^{18} W.cm^{-2}} \right) \left(\frac{\lambda_0}{\mu m} \right)^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.2)$$

Il est également préférable de privilégier la loi de Haines plutôt que celle de Beg qui n'est qu'un fit expérimental.

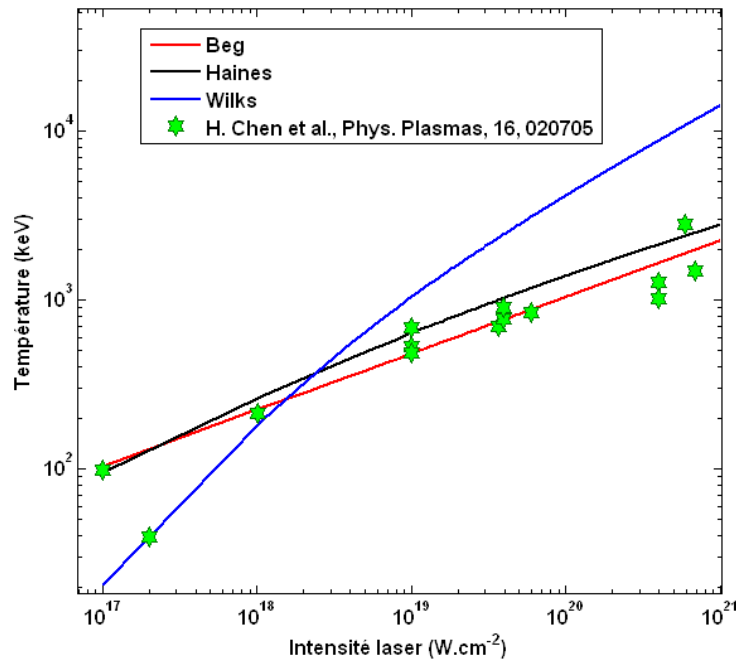


Figure 2.1 Comparaisons entre les différentes lois théoriques ou empiriques permettant de retrouver la population électronique présente à l'intérieur de la cible. Les points expérimentaux sont tirés de la référence [33].

Pour des intensités dans la gamme $1\text{-}5 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, l'énergie moyenne des électrons chauds se situe donc dans un intervalle autour de 0,6- 0,9 MeV. Ces électrons seront les principaux contributeurs au champ magnétique généré à temps courts durant l'interaction.

2. Caractéristiques et amplitudes des champs magnétiques

La partie I nous a permis de comprendre comment sont générés les électrons chauds. Ceux-ci se propagent alors à la surface, mais également à l'intérieur de la cible. Afin de permettre la propagation de ce faisceau, qui est de l'ordre du Mega Ampère (MA), Bell et al., [34] montrent qu'un courant de retour d'électrons froids doit être créé afin que le courant total soit dans des limites physiques raisonnables et n'excède pas la limite d'Alfvén [35, 36]. La non-neutralité locale entre les courants d'électrons chauds et froids donne alors lieu à l'émergence d'un champ magnétique azimuthal, c'est-à-dire dans la même direction et de même signe que le champ généré par effet thermo-électrique (cf. Fig. 2.2). Ce mécanisme est appelé effet fontaine [7]. Ce champ se développe à l'interface plasma-vide, aussi bien le long des surfaces qu'à l'intérieur de la cible (cf. Figure 2.2). Le contrôle de la propagation transverse des électrons peut-être expliqué par un différentiel de conductivité (donc de résistivité) entre le plasma et le courant de retour des électrons froids dans la cible. Les électrons de très forte énergie qui arrivent à s'échapper du plasma créent une séparation de charge et génèrent ainsi un fort champ électrique autour de l'interface plasma-vide. Un champ magnétique est également induit par le courant d'électrons chauds autour de la surface de la cible. Ainsi, le champ magnétique réfléchit les électrons vers le vide alors que le champ électrique a tendance à les ramener vers la cible. Ces champs confinent alors les électrons le long de la surface de la cible, l'un poussant les électrons vers le vide et l'autre les ramenant à la surface de la cible. Il y aura alors une oscillation électronique le long de la surface de la cible [37].

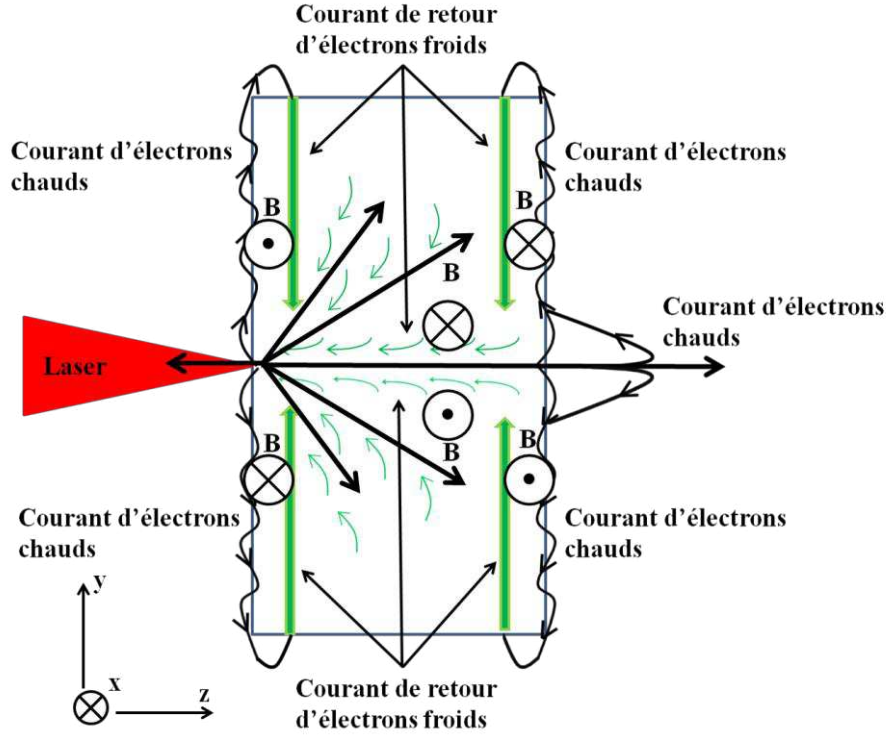


Figure 2.2 Géométrie du champ magnétique créé par les électrons chauds à la fois sur les surfaces et à l'intérieur de la cible. Les flèches en noirs représentent les électrons chauds.

Afin d'évaluer l'amplitude de ce champ magnétique, nous allons partir du champ électrique généré durant l'interaction d'un faisceau ultra court avec une cible solide :

$$\mathbf{E} = \eta \mathbf{j}_f \quad (2.3)$$

Où \mathbf{j}_f représente la densité de courant de retour et η la résistivité. En considérant que le plasma est quasi neutre, \mathbf{j}_c étant la densité de courant des électrons chauds, $\mathbf{j} = \mathbf{j}_f + \mathbf{j}_c$ et que $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$, on arrive alors à :

$$\mathbf{E} = \eta (\mathbf{j} - \mathbf{j}_c) \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times (\eta \mathbf{j} - \eta \mathbf{j}_c) = \nabla \times \eta \mathbf{j}_c - \nabla \times \left[\frac{\eta}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \right] \quad (2.5)$$

Cette équation contient donc un terme source : $S_1 = \nabla \times \eta \mathbf{j}_c$ du champ magnétique et un terme de diffusion résistive $-\nabla \times \left[\frac{\eta}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \right]$. Supposons maintenant que la résistivité n'est pas uniforme. Le terme source S_1 revient donc à : $S_1 = \eta \nabla \times \mathbf{j}_c + \mathbf{j}_c \nabla \times \eta$. On peut faire la remarque que le champ magnétique se développe sur les bords du faisceau d'électrons chauds, c'est à dire là où il existe de forts gradients de densité de courant, mais également de forts gradients de résistivité. Son amplitude peut alors être calculée en utilisant la valeur de résistivité donnée par [38] :

$$\frac{\partial B}{\partial t} \sim \left(\frac{f_{abs}}{0,4} \right) \left(\frac{keV}{T_c} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{Z \ln \Lambda}{20} \right) \left(\frac{I}{5 \cdot 10^{19}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{6 \mu m}{r_s} \right) \quad (2.6)$$

Avec f_{abs} la fraction d'énergie laser absorbée par les électrons chauds, $\ln \Lambda$ le logarithme de coulomb, I l'intensité laser, T_c la température des électrons froids et r_s le rayon de la tache focale. Le champ magnétique peut alors s'avérer être assez élevé, de l'ordre de plusieurs dizaines de Mega Gauss.

Nous allons maintenant nous intéresser à son temps de diffusion. Le coefficient de diffusion d'un tel champ est donné par $D = \eta/\mu_0$. On peut alors évaluer un temps caractéristique de diffusion magnétique $\tau_d = \mu_0 r_b^2/\eta$ en fonction de r_b le rayon du faisceau d'électrons chaud, et ce pour une large gamme de résistivité. Cela est illustré sur la Figure 2.3.

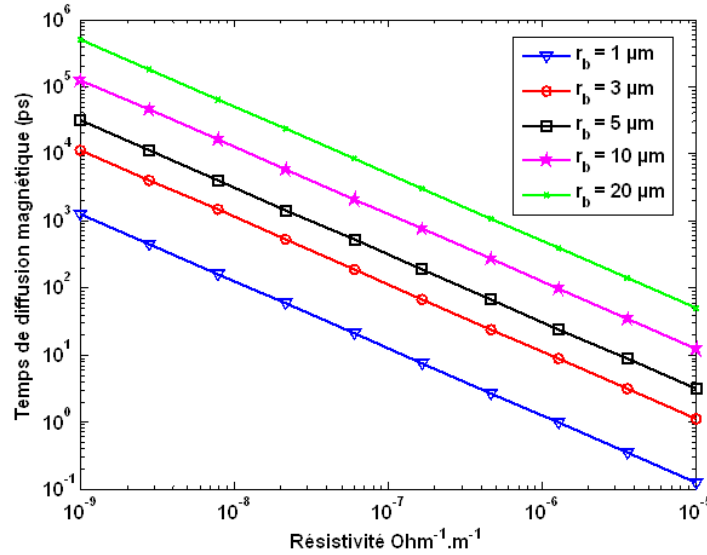


Figure 2.3 Temps de diffusion magnétique en fonction de la résistivité pour différentes valeurs de rayon de faisceau d'électrons chauds.

Le temps de diffusion magnétique peut aussi être évalué pour différents matériaux. Afin de s'en donner une idée, pour une résistivité donnée de $1.10^{-6} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ et un rayon de faisceau d'électrons chauds de $3 \mu\text{m}$, le temps de diffusion magnétique est de l'ordre de 10 ps. Il est donc raisonnable de penser qu'à partir de ce temps, le champ magnétique dû aux électrons chauds est négligeable car le champ magnétique s'est dissipé (diffusion). Nous approfondirons la question du temps de diffusion des électrons chauds dans la partie III.A.

B. Autre mécanisme de génération de champs magnétiques : l'inhomogénéité de faisceau laser

Un des mécanismes de génération de fort champ magnétique dans la partie dense du plasma au cours de l'irradiation d'une cible solide par un laser ultra haute intensité et à fort contraste provient des courants d'électrons générés par les inhomogénéités (gradients) spatiales et temporelles de la force pondéromotrice induite par l'impulsion laser sur les électrons [6]. Afin d'illustrer ce mécanisme nous allons partir d'un principe simple : un laser à ultra haute intensité se propage dans la direction d'un gradient de densité d'un plasma (direction z) tandis que son intensité est inhomogène : elle varie dans la direction x (perpendiculaire à z). Le laser exerce alors une force pondéromotrice f_p sur les électrons, leur insufflant une vitesse de dérive v_p dans la direction x :

$$v_p \propto m_e^{-1} f_p \propto \nabla E_L^2 \quad (2.7)$$

On peut alors déduire un courant : $\mathbf{J} = en_e \mathbf{v}_p \propto n_e \nabla I_0$. En appliquant la loi d'Ampère nous arrivons à [1]:

$$\nabla^2 B \sim \nabla \times \mathbf{J} \sim \nabla n_e \times \nabla I_0 \quad (2.8)$$

Ce processus devient important pour de fortes intensités lasers et prédit notamment un champ magnétique de 1000 MG pour des intensités de $10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$. Le champ émerge du fait qu'il existe un gradient d'intensité laser couplée à un fort gradient de densité (voir la Figure 2.4). Sa direction est bien azimutale, mais de signe opposé au champ généré par les électrons chauds. Le calcul détaillé du champ ainsi généré [6] donne :

$$\mathbf{B}_0 = \nabla \times \left(\frac{\omega^2}{\omega_e^2} \mathbf{A}_\perp + \left(\frac{\omega^2}{\omega_e^2} \right)^3 \hat{z} A_z \right) \quad (2.9)$$

Ce champ, généré à l'interface entre le plasma et le vide, devrait être du même ordre de grandeur que le champ laser et devrait s'étendre sur une épaisseur de l'ordre de l'épaisseur de peau. Il est en revanche de très courte durée, de l'ordre de l'impulsion laser puisqu'il dépend du potentiel vecteur A_\perp du laser.

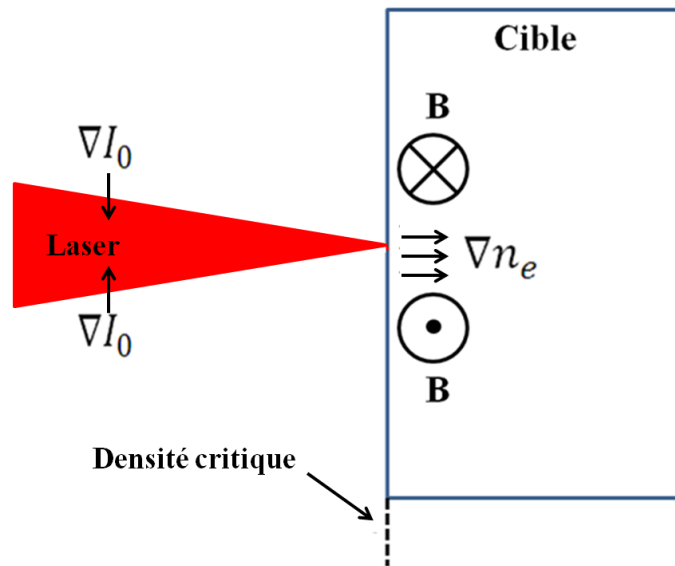


Figure 2.4 Géométrie du champ généré par la force pondéromotrice.

Remarque : ce champ est de signe opposé au champ dû au courant d'électrons chauds donc il peut y avoir compétition entre les deux effets. En revanche, sa faible durée nous amène à penser que notre technique expérimentale à savoir la radiographie par protons ne permet pas son étude dynamique à moins d'être capable de générer un faisceau de protons très énergétiques. En effet, si on désire observer une dynamique $\Delta t \sim 100 \text{ fs}$, nous devons disposer d'une technique permettant de générer des protons supérieurs à 26 MeV pour une distance entre la cible de génération de protons et la cible d'interaction de 4 mm (cf. chapitre 1 section IV.C.2). Pour une telle distance, la différence de temps de vol pour des protons de 26 et 27 MeV est d'environ 100 fs.

C. Les champs magnétiques à petite échelle

Au cours de cette section, nous allons nous intéresser à la génération de champ magnétique à petites échelles durant l'interaction d'un laser UHI, fort contraste, avec une cible solide. Ces mécanismes

s'étendent sur des échelles spatiales relativement petites, mais peuvent néanmoins perturber la dynamique de champ magnétique globale.

1. Champ magnétique dû aux instabilités de Weibel

Les instabilités électromagnétiques (l'instabilité de Weibel [8]), conduites par le flux de chaleur peuvent être source de champs magnétiques de petites échelles dans le plasma. Elles sont générées dans le plasma par les gradients de température présents. En effet, les travaux originaux de Weibel montrent qu'une onde électromagnétique transverse dans un plasma peut spontanément s'accroître en présence d'une distribution anisotropique de vitesse et générer des modes électromagnétiques instables. Cette anisotropie dans la distribution des vitesses des électrons est induite par les gradients de température, de densité et des collisions classiques au sein du plasma. L'instabilité qui en résulte est une micro-instabilité convective, c'est-à-dire qui est lié aux propriétés microscopiques du plasma, la répartition des vitesses des électrons jouant un rôle prépondérant dans son développement. Le terme convectif est utilisé ici afin d'exprimer l'idée qu'elle peut croître en se propageant.

Afin d'illustrer cette instabilité de façon qualitative, partons d'un petit modèle simple : supposons que dans le plasma soit présent une perturbation de champ magnétique δB suivant la direction y et modulée spatialement en x : $\delta B = \delta B_0 \exp(ikx)$. Les électrons subissent donc une force de Lorentz équivalente à $\mathbf{F} = q \mathbf{u} \wedge \delta \mathbf{B}$, impliquant une perturbation de densité : $\delta n_e \sim \exp(ikx)$. Cette modulation de densité entraîne alors un courant $\delta \mathbf{J} = q \delta n_e \mathbf{u}$. En utilisant la loi d'Ampère : $\nabla \times \delta \mathbf{B} = \mu_0 \delta \mathbf{J}$. Ce champ s'ajoute alors à la perturbation initiale, et nous pouvons parler de phénomène d'amplification.

Ainsi une estimation de l'amplitude de la perturbation peut être donnée par [39] :

$$\frac{\delta B}{10^6 \text{ Gauss}} \sim 2 \left(\frac{n_e}{10^{21} \text{ cm}^{-3}} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{T_e}{\text{keV}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\mu m}{L_n} \right)^{1/2} \quad (2.10)$$

Elle peut alors être responsable de turbulence EMHD, où les échelles de temps du système sont beaucoup plus petites que les échelles de temps liés à la dynamique ionique, mais beaucoup plus grandes que celle liée à la dynamique électronique. Dans ces conditions, les ions deviennent très lourds et vont constituer un fond homogène statique. Le courant électrique, et plus largement la dynamique, seront alors totalement décrits par le mouvement des électrons [40].

2. Champ magnétique dû à l'absorption résonante

La génération d'un champ magnétique imputable à l'absorption résonante se produit lorsqu'un laser linéairement polarisé est en incidence oblique sur un gradient de densité plasma [41, 42, 43]. Des ondes plasmas sont alors générées à la surface critique du plasma n_c où elles fournissent l'énergie au plasma. Cette dissipation d'énergie introduit alors un décalage de phase entre le mouvement oscillatoire des électrons et l'onde, conduisant à une force agissant sur les électrons. Cette force produit alors un champ électrique via la loi d'Ohm et, via l'effet Faraday, un champ magnétique [44] :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left(\frac{1}{en} \right) \nabla \cdot (\mathbf{P}_e + \mathbf{P}_R) \quad (2.11)$$

Avec \mathbf{P}_e le tenseur de pression et \mathbf{P}_R une généralisation du tenseur de pression radiative afin d'y inclure l'absorption. Dans le cas de l'absorption résonnante, la géométrie amène une expression de la forme [41] :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{-\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{en} \right) \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(1 - \frac{x}{L} \right) \frac{E_x E_y^* + c.c}{16\pi} \right] \quad (2.12)$$

Avec L la longueur du gradient de densité et $E_x E_y^* + c.c$ calculé par Freidberg [45] et dépendant de l'angle d'incidence du laser. L'amplitude du champ magnétique peut être de plusieurs mega gauss et a été observée expérimentalement. Ce mécanisme n'est cependant effectif que pour des gradients de densité très piqués (inférieur à $10 \mu\text{m}$) [46, 47].

3. Champ magnétique dû aux instabilités thermiques

Partons d'un principe simple : nous allons supposer que la cible est uniformément irradiée par un laser à ultra haute intensité. Un des mécanismes à grandes échelles de génération de champs magnétiques est l'effet thermoélectrique $\nabla n_e \times \nabla T_e$ (cf. chapitre 1 partie I) mais notre supposition implique que $\nabla n_e \times \nabla T_e = 0$. Il a été montré que, même dans ce cas, un champ pouvait être généré dans la direction perpendiculaire au flux de chaleur [9]. Il est lié à la dépendance du champ magnétique à la conductivité thermique des électrons. La génération d'instabilité thermique de petites échelles engendre alors un champ magnétique de petites échelles dues au mécanisme $\nabla n_e \times \nabla T_e$. Cet effet nécessite néanmoins des longueurs d'onde d'instabilité importantes en comparaison avec le libre parcours moyen collisionnel. Ce mécanisme ne devient important que pour des plasmas à haut Z . Son amplitude ainsi que son échelle spatiale dépendent des gradients de densité et température qui ont été générés.

D. Analyse fine de l'influence des différentes configurations de champs magnétiques sur la déflexion de faisceaux de protons

Nous allons, au cours de cette section, nous intéresser à l'impact des différentes configurations de champs magnétiques sur la propagation d'un faisceau de particules chargées, dans notre cas des protons, nous permettant de simuler le comportement du diagnostic que nous avons prévu d'utiliser en expérience. Le code particulière de déflectométrie (CPD) présenté au cours du chapitre 1 a alors été utilisé.

1. Influence du champ en face arrière de la cible

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à la configuration de champs magnétiques illustrée sur la Fig. 2.5.a. Il est judicieux de noter qu'ici, il ne s'agit que d'un cas idéal où un champ magnétique est uniquement présent en face arrière de la cible. Des protons sont donc envoyés au travers de la carte de champ de la Fig. 2.5.a et la variation de la modulation de dose (cf. chapitre 1 section IV.C.2) est représentée en Fig. 2.5.b pour un détecteur situé à 39 mm de la carte de champ.

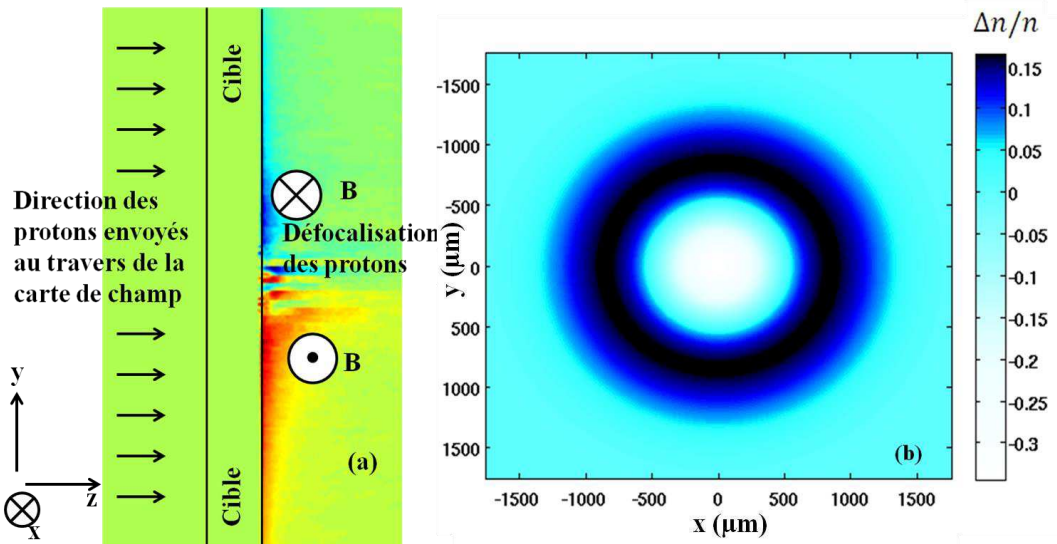


Figure 2.5 (a) Illustration schématique d'une configuration de champ magnétique où le champ en face arrière est prédominant et dans laquelle on envoie des protons monoénergétiques de 10 MeV. (b) Déflexion 2D des protons correspondant sur un détecteur situé à 39 mm de la carte de champ.

L'observation de la Fig. 2.5.b nous permet d'affirmer qu'une telle configuration de champ induit une déplétion de protons au centre et la formation d'un anneau externe lié à une accumulation de protons. Dans le cas où le champ magnétique en face arrière est supérieur au champ en face avant, nous nous retrouverons dans cette configuration.

2. Influence du champ en face avant de la cible

Nous allons maintenant refaire le même test que dans le cas ci-dessus mais cette fois avec une configuration de champ magnétique où celui-ci n'est présent que sur la face avant de la cible (cf. Fig. 2.6.a).

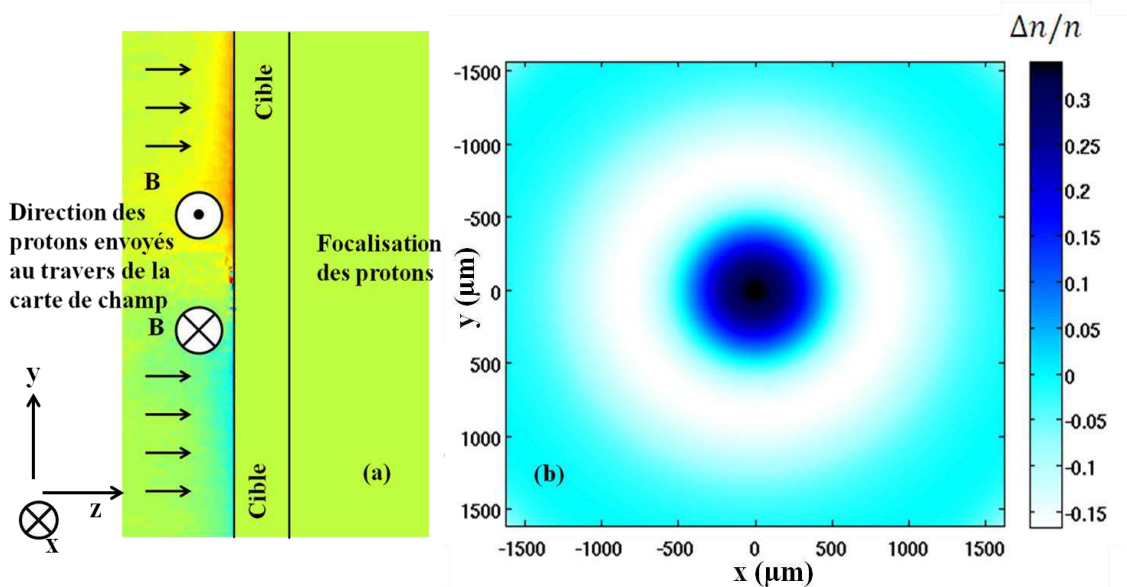


Figure 2.6 (a) Illustration schématique d'une configuration de champ magnétique où le champ en face avant est prédominant et dans laquelle on envoie des protons monoénergétiques de 10 MeV. (b) Déflexion 2D des protons correspondant sur un détecteur situé à 39 mm de la carte de champ.

Comme nous pouvons le remarquer sur la Fig 2.6.b, une accumulation de protons se produit au centre. Une petite remarque intéressante est qu'une telle configuration de champ magnétique confine le faisceau de protons et suivant l'amplitude du champ magnétique et l'énergie des protons incidents, peut le confiner sur une surface très petite et à de longues distances de la source. Pour des champs de l'ordre de ~ 10 MG, le diamètre de la tache de protons sur un détecteur localisé à 39 mm de la zone de champ est inférieur à 1 mm.

Conclusion :

L'étude des différents champs magnétiques autogénérés au cours de l'interaction d'un laser ultra intense avec une cible solide donne lieu à l'apparition/production de très forts champs magnétiques. Plusieurs mécanismes peuvent être responsables de cette génération de champ, en particulier celui issu du courant d'électrons chauds dominant sur des temps courts (~ 10 ps) ou de l'expansion hydrodynamique du plasma ($\nabla n_e \times \nabla T_e$ cf. chapitre 1 partie I) sur des temps plus longs. Il est également possible d'avoir une amplification de champ magnétique à petites échelles en favorisant le développement d'une instabilité (Weibel ou thermiques). Notre étude se concentrera par la suite principalement sur tous ces mécanismes.

II. Dynamique des champs magnétiques autogénérés aux temps courts étudiée au moyen d'un code particulaire : PICLS

Nous allons maintenant étudier numériquement les champs magnétiques autogénérés au cours de l'interaction d'un laser ultra court, fort contraste avec une cible solide de faible épaisseur ($\sim 3 \mu\text{m}$) dans la phase initiale de l'interaction. En effet, pour des cibles épaisses ($> 10 \mu\text{m}$), de forts champs magnétiques se développent à l'intérieur de la cible [48]. Afin d'en minimiser l'influence, nous avons choisi de travailler avec des cibles fines ($\sim 3 \mu\text{m}$) où ce champ résistif interne à la cible peut être considéré comme négligeable. L'utilisation de cibles fines permettra également de simplifier notre analyse dans le sens où la contribution de l'effet latéral refroidissant la cible est beaucoup moins importante pour des cibles fines que pour des cibles épaisses.

A. Description du code particulaire PICLS

Afin de modéliser l'interaction d'un laser ultra court avec une cible solide, la description fluide que nous avons introduite dans le chapitre 1 ne peut être appliquée. L'approche macroscopique, ici, ne permet pas de rendre compte de l'évolution du plasma de façon convenable puisque son équilibre thermodynamique est rompu. Une description microscopique, où un système de N particules chargées (typiquement 10^6 - 10^8 particules) est défini, est alors plus à même de simuler une telle interaction. L'état du plasma est alors caractérisé par la connaissance, à un instant t , du couple de vecteurs positions \mathbf{x}_i et impulsions \mathbf{p}_i de chaque N particule. Pour être plus exact, il s'agit de macro particules regroupant chacune plusieurs particules (ions et électrons). La dynamique du plasma est alors déterminée par les champs électromagnétiques agissant sur les particules. On peut parler d'un couplage entre les équations du mouvement-ondes électromagnétiques. Le code PICLS dont le mode opératoire est décrit ci-dessous et que j'ai utilisé par la suite a été développé par Y. Sentoku et E. d'Humières.

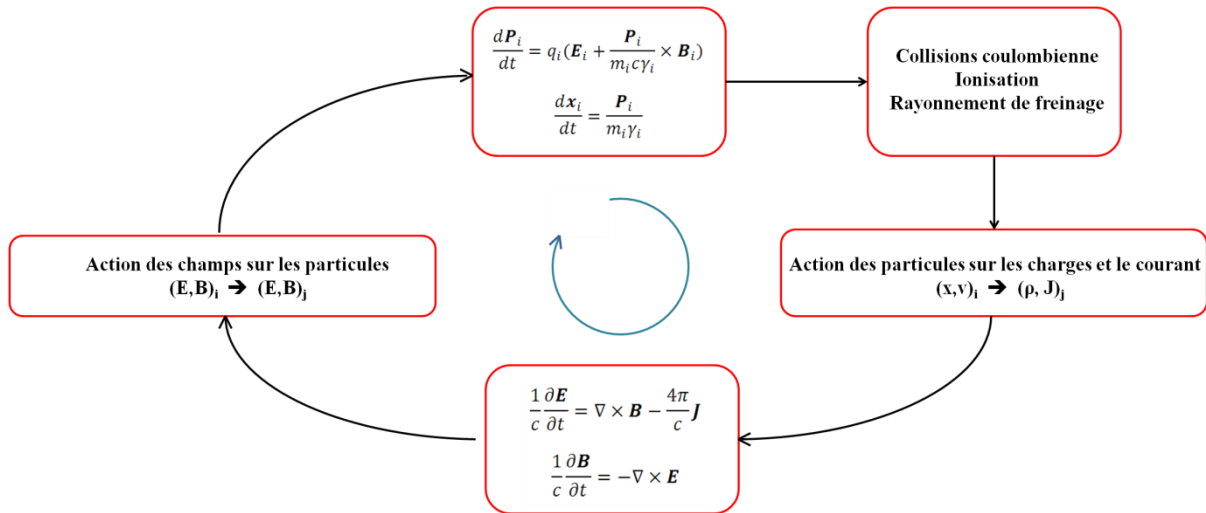


Figure 2.7 Processus mis en jeu dans PICLS. Extrait d'une présentation de Y. Sentoku.

En général, les codes PIC sont des codes non collisionnels. Notre étude nécessite néanmoins de pouvoir prendre en compte les collisions, afin de modéliser les champs magnétiques présents à l'intérieur d'une cible solide. PICLS est un code collisionnel, utilisant un modèle de collision binaire relativiste [49] basé sur le modèle de Takizuka et Abe [50]. Un module d'ionisation a également été implanté en suivant le modèle de Thomas-Fermi.

Chauffage numérique

Lorsque le maillage est trop grand, la discrétisation est mal approximée par rapport aux conditions réelles dues à une variation rapide des champs électromagnétiques. Un chauffage numérique est alors induit qui n'est pas réel. Il paraît évident de pouvoir régler ce problème en « lissant » ces variations. La technique est de recourir à une application partielle des champs sur les particules peuplant les mailles voisines. On parle alors d'ordre d'interpolation. Dans le cas de PICLS, son ordre est variable (de 1 à 4 suivant le problème considéré) permettant un éventuel gain de temps de calcul numérique considérable.

B. Paramètres de simulations PICLS

Examinons en détail ce qui se passe dans les premiers moments de l'interaction. Ces simulations ont été effectuées à l'aide du super ordinateur du CEA (CCRT) sur 160 ou 320 processeurs selon le matériau. La situation de départ est représentée sur la Fig. 2.8. Un laser à la fréquence fondamentale $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ et d'intensité $I = 5.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ se propage de la gauche vers la droite de la boîte de simulation et irradie une cible solide à $400 n_c$ d'Al ou Au de $3 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La cible est également composée d'une fine couche d'hydrogène de 100 nm en face avant ainsi qu'en face arrière afin de modéliser la présence d'impuretés. Les modules de collisions et d'ionisation ont été appliqués afin d'être au plus proche d'un cas concret. De par la durée relativement longue de l'impulsion laser, 700 fs FWHM, une boîte de grande dimension $52 \times 63 \mu\text{m}$ a été utilisée afin de minimiser les effets de bords. Ses dimensions ont même été doublées dans le cas de la cible d'Al afin d'étudier les perturbations qui pouvaient être dues aux effets de bords. Cela n'influe toutefois pas significativement sur la dynamique du champ magnétique induit. La résolution fine est de 80 mailles/ λ et le nombre total de particules dans la simulation est d'environ $7,5.10^6$. Le temps total des simulations est d'environ 2 ps.

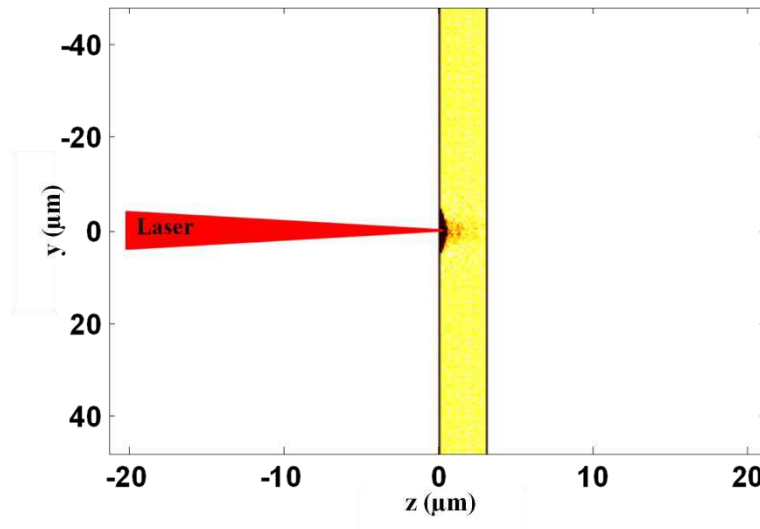


Figure 2.8 Représentation générale de la simulation réalisée au moyen de PICLS 2D.

C. Evolution des champs magnétiques en face avant et arrière d'une cible solide irradiée par un laser ayant un angle d'incidence nul

Un exemple de carte de champ magnétique est montré sur la Fig. 2.9. Les champs qui font face à l'impulsion laser seront, par la suite, appelés champ en face avant et les autres, champs en face arrière.

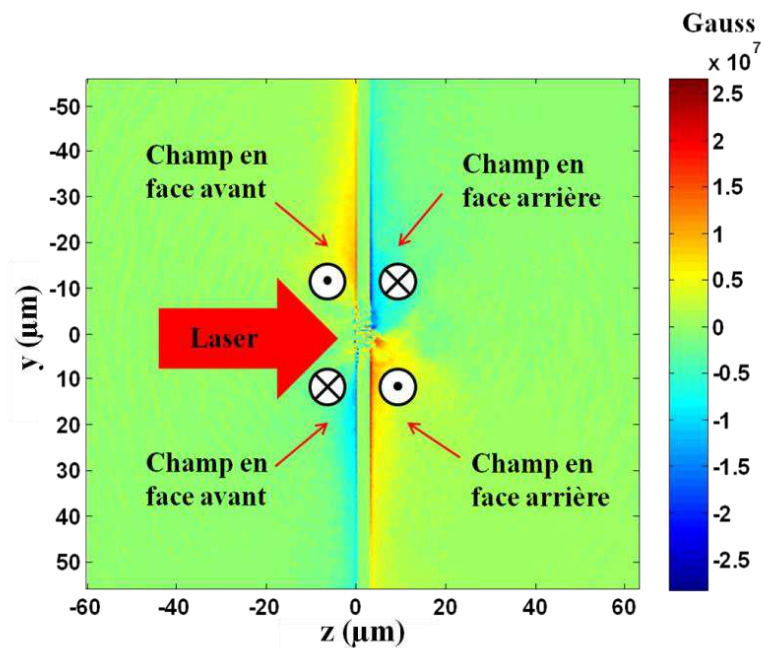


Figure 2.9 Exemple de carte de champ magnétique $\langle B_z \rangle$ moyennée sur une période laser.

Nous allons maintenant représenter l'évolution du maximum des champs magnétiques autogénérés pour chaque face (avant et arrière) au cours de l'irradiation laser d'une cible solide Al ou Au de 3 µm d'épaisseur.

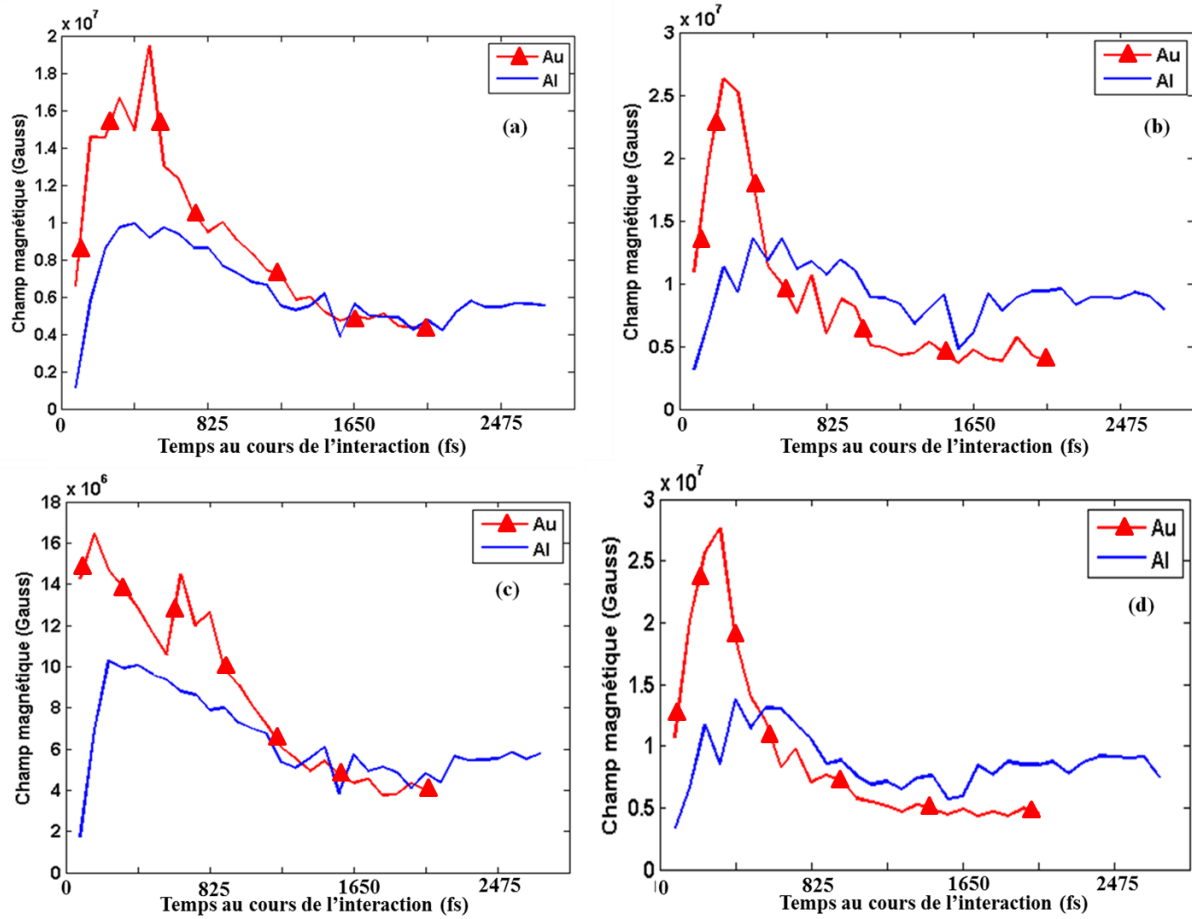


Figure 2.10 Evolution de l'amplitude des champs magnétiques autogénérés (en valeur absolue) (a) partie haute et (c) partie basse de la Fig. 2.9 sur la face avant et (b) partie haute et (d) partie basse de la Fig. 2.9 sur la face arrière d'une cible Al et Au 3 μm .

Nous pouvons remarquer, à partir de la Fig. 2.10, des comportements différents selon le matériau étudié. En effet, une dissymétrie importante se produit dans l'amplitude maximale du champ magnétique entre la face avant et la face arrière dans le cas de Au et de façon moins visible pour le cas Al. Le champ en face avant, pour Au, atteint des valeurs de l'ordre de 16-20 MG alors que le champ en face arrière est de l'ordre de 25-28 MG.

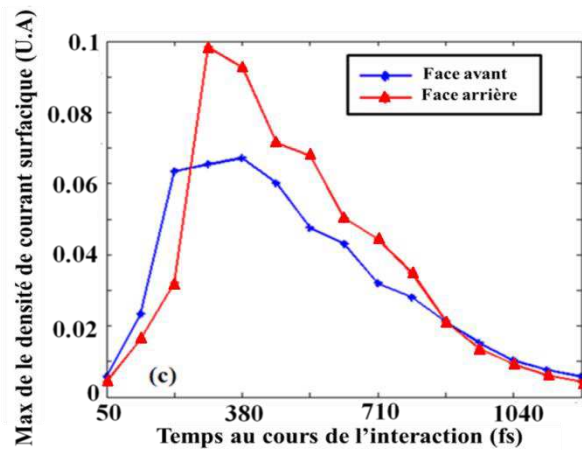


Figure 2.11 Evolution du maximum de densité de courant surfacique en fonction du temps pour Au.

En s'intéressant à l'évolution du maximum de densité surfacique au cours du temps, on se rend compte que la différence observée sur l'amplitude des champs autogénérés entre la face avant et la face arrière s'explique par une différence du maximum de densité de courant surfacique (Fig. 2.11) de l'ordre de $\sim 32\%$ pour le cas Au. En effet, si le laser a une incidence inférieure à 45° , le nombre d'électrons chauds injectés dans la cible et contribuant au courant de surface en face arrière est supérieur au nombre d'électrons se propageant sur la face avant de la cible. De précédentes mesures [37] ont montré que pour un angle d'incidence de $22,5^\circ$, le ratio des électrons chauds des différentes faces de la cible sur le nombre total d'électrons chauds générés durant l'interaction est inférieur à 6% en face avant et de l'ordre de 20-28 % en face arrière. Cela est donc en bonne adéquation avec nos simulations.

La question qui se pose maintenant est de savoir s'il existe de fortes différences dans la propagation et la diffusion de la densité d'électrons chauds entre la face avant et arrière, afin d'estimer le comportement de cette configuration sur la propagation d'un faisceau de protons.

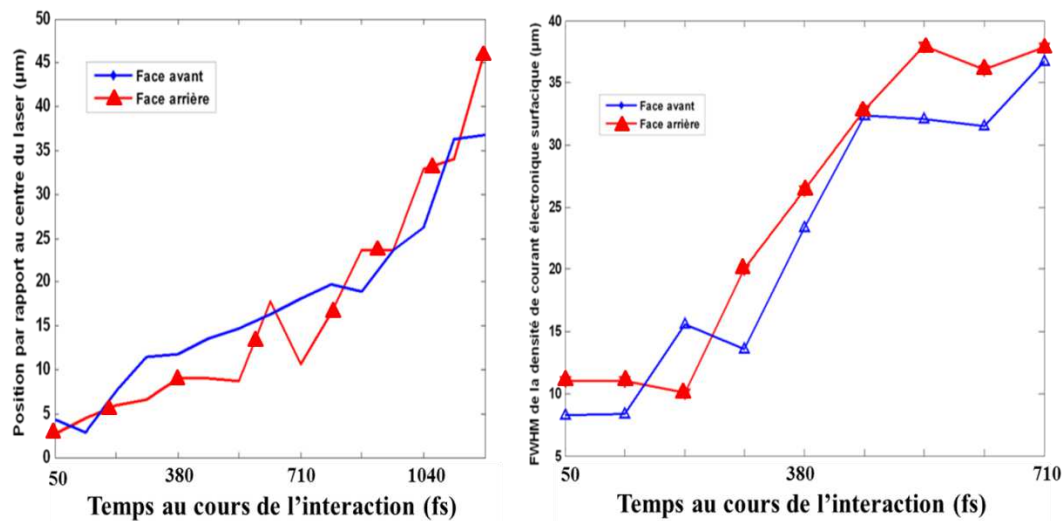


Figure 2.12 (a) Evolution de la position du maximum de densité électronique surfacique au cours de la simulation et (b) évolution de la FWHM de la densité de courant électronique surfacique au cours de la simulation pour une cible Au.

Comme nous pouvons le remarquer sur la Fig. 2.12, la différence dans la position et la FWHM de la densité électronique surfacique entre la face avant et arrière est inexistante. L'amplitude du champ magnétique est donc le vecteur principal de la différence entre la face avant et arrière. Il existe ainsi une dissymétrie importante entre les champs magnétiques en face avant et arrière. Ainsi on peut déterminer le comportement d'un faisceau de particules chargées se propageant au travers d'une telle configuration de champs magnétiques. Dans le cas d'un faisceau de protons, nous devrions observer une défocalisation du faisceau alors que pour un faisceau d'électrons, une focalisation.

D. Champ magnétique autogénéré à l'intérieur de la cible

Regardons maintenant l'influence du champ présent à l'intérieur de la cible. Pour des cibles fines (3 μm), l'instabilité de filamentation est susceptible de se produire [48, 51]. Celle-ci va tendre à moduler plus facilement le faisceau d'électrons dans le cas de cible fine, la neutralisation de courant locale impliquant l'émergence de multiples faisceaux d'électrons. Dans le cas d'Al, l'ionisation ainsi que le chauffage rapide de la cible entraînent une chute de la résistivité au centre du faisceau. En revanche, le courant d'électrons reste toujours fort. En considérant que le terme source de génération du champ

magnétique est (cf. équation (2.5)) : $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \sim \eta \nabla \times \mathbf{j}_c + \mathbf{j}_c \nabla \times \eta$, il existe dans ces conditions une compensation plus ou moins bonne des deux termes du membre de droite de l'équation et donc un champ magnétique quasi nul. Par opposition, le cas Au est bien différent : sa capacité calorifique est importante impliquant une valeur de résistivité élevée. La compensation des deux termes de l'équation n'est alors pas vérifiée et le terme impliquant le gradient de courant est dominant, permettant la génération de champ magnétique assez intense [52]. L'épaisseur faible des cibles (3 μm) cependant, ne permet pas le développement d'un champ résistif susceptible de compliquer notre analyse expérimentale en ajoutant un champ interne aux champs magnétiques des différentes surfaces de la cible. Les champs pour les cas Al et Au sont représentés sur la Fig. 2.13.

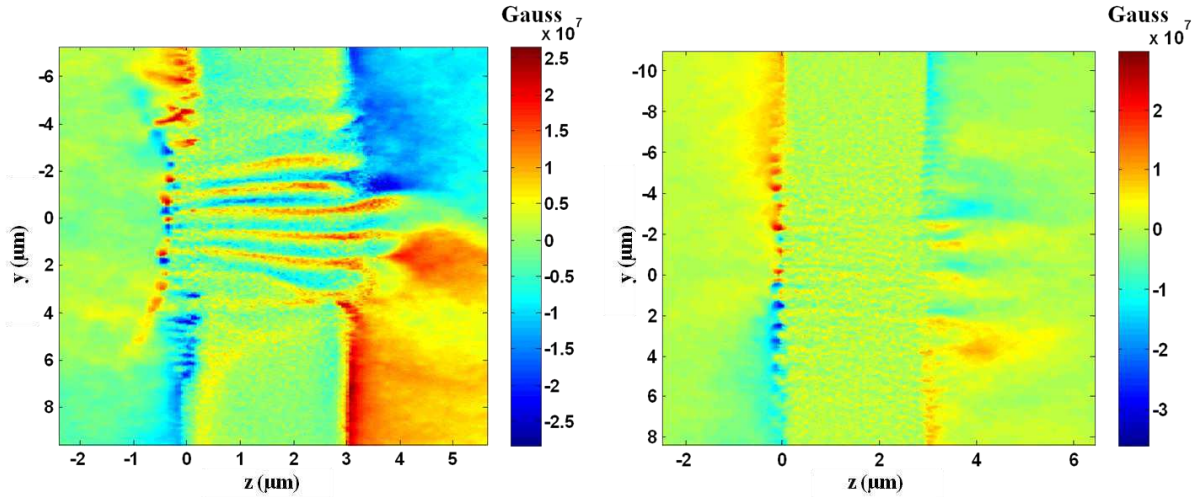


Figure 2.13 Champ magnétique moyenné sur une période laser $\langle B_z \rangle$ à l'intérieur de la cible pour le cas d'une cible d'Au (gauche) et d'Al (droite).

La taille typique des canaux magnétiques dans le cas d'Au est de l'ordre de 0,45 μm pour des amplitudes moyennes de 10 MG. Ces canaux sont donc trop petits pour avoir une véritable influence sur la trajectoire des protons. En injectant au moyen du CPD (cf. chapitre 1 section IV.C.2) des protons au travers de la carte de la Fig. 2.13 de gauche, c'est-à-dire là où le champ central est le plus important, un $\Delta n/n$ de l'ordre de 10^{-3} est calculé, ce qui peut être considéré comme totalement négligeable.

Conclusion :

La configuration à temps courts (< 2 ps) des densités de courant surfaciques d'électrons chauds sur les différentes faces de la cible lors de l'irradiation par un laser ultra intense et fort contraste d'une cible solide entraîne une forte dissymétrie entre les champs présents en face avant et ceux en face arrière. Ainsi, un faisceau de particules chargées passant au travers d'une telle configuration a tendance à être défocalisé dans le cas de particules chargées positivement (protons) et focalisées pour des particules chargées négativement (électrons). Une remarque intéressante est qu'il est possible, en utilisant des cibles fines d'Au ou d'Al, de l'ordre de quelques microns, d'éviter l'émergence d'un fort champ interne comme dans le cas par exemple de la Ref [48].

III. Dynamique des champs magnétiques à temps longs : phase d'expansion hydrodynamique

A. Temps de transition entre la phase dominée par les électrons chauds et la phase hydrodynamique

Nous allons maintenant évaluer le temps à partir duquel la contribution des électrons chauds à la croissance des champs magnétiques est négligeable. Il s'agit donc de calculer l'évolution de la température des électrons chauds et de regarder à partir de quel temps cette température devient inférieure à 100 eV : leur transport est alors hautement collisionnel, et ils dissipent leur énergie en chauffant les ions, ne contribuant de ce fait plus à la croissance des champs multiMegaGauss. Pour ce faire, nous allons partir d'un modèle 1D, trois températures (T_c électrons froids, T_h électrons chauds et T_i ions) valide pour des cibles de faibles épaisseurs. Dans ces conditions, la contribution de l'effet latéral de la cible au refroidissement de sa température moyenne est moins importante que pour des cibles épaisses.

1. Présentation du code

Dans cette partie, les équations de la chaleur sont résolues en présence d'une source d'électrons chauds distribués selon une Maxwellienne évoluant selon un profil temporel donné. Ce code tient également compte de l'expansion de la cible. Il a été développé par L. Gremillet [53]. Nous nous bornerons ici qu'à en donner les grandes lignes.

Les effets contribuant à la perte d'énergie des électrons chauds peuvent être résumés par :

- Les collisions qu'ils subissent avec les électrons froids
- Le champ électrique résistif $E = \eta j$

On peut donc écrire une équation de la forme :

$$n_h k_B \frac{dT_h}{dt} = -n_h S_{hc} - \eta(T_i, T_{cold}) j_r^2 = -n_h \left| \frac{dE_h}{dt} \right| v_h - \eta(T_i, T_{cold}) j_r^2 \quad (2.13)$$

Avec n_h la densité des électrons chauds, T_h la température des électrons chauds, E_h l'énergie des électrons chauds, $\eta(T_i, T_{cold})$ la résistivité dépendant de la température des électrons froids et des ions, j_r le courant de retour des électrons froids, S_{hc} le pouvoir d'arrêt dû aux électrons libres et liés et aux plasmons [54].

Le transfert de chaleur entre les électrons chauds et froids s'écrit :

$$C_e \frac{dT_{cold}}{dt} = n_h \sum_{i=1}^N p_i \prod (E_i) v_i + \eta(T_{cold}) j_h^2 - c_{ei}(T_{cold} - T_i) + C_e \frac{dT_{cold}}{dt} |_{adiabatique} - Q_r \quad (2.14)$$

Où $C_e = 1 / \sqrt{\frac{1}{c_{e1}^2} + \frac{1}{c_{e2}^2}}$ représente la capacité calorifique électronique calculée par [55] avec C_{e1} la capacité calorifique électronique pour un plasma dégénéré et C_{e2} la capacité calorifique électronique pour un plasma Maxwellien. La distribution d'énergie E_h est également assimilée à une Maxwellienne de N paquets ayant pour intervalle 10 keV – 10 T_h avec une pondération p_i . Le transfert d'énergie entre

les électrons et les ions est pris en considération par l'introduction du coefficient de couplage c_{ei} . Enfin $Q_r = \frac{Q_B Q_{BB}}{Q_B + Q_{BB}}$ est la puissance volumétrique perdue par Bremsstrahlung (valable pour des températures supérieures à 1 keV) où Q_B correspond aux radiations Bremsstrahlung et Q_{BB} aux radiations du corps noir.

Le transfert de chaleur entre les électrons froids et les ions est en revanche plus lent et s'écrit :

$$C_i \frac{dT_i}{dt} = c_{ei}(T_{cold} - T_i) + C_i(T_i) \frac{dT_i}{dt} \Big|_{adiabatique} \quad (2.15)$$

Où C_i est la capacité calorifique des ions [56] dépendante de la température.

Le refroidissement adiabatique des populations d'électrons froids et des ions peut être représenté par :

$$\frac{dT_{i,cold}}{dt} \Big|_{adiabatique} = -2 \frac{T_{i,cold}}{L_c} \frac{dL_c}{dt} \quad \text{avec} \quad \frac{d^2 L_c}{dt^2} = 2c_{sc}^2(t) \quad \text{pour } \Delta x_{rc} > L_0/2 \quad \text{et } 0 \quad \text{pour } \Delta x_{rc} \leq L_0/2$$

L'objectif principal de cette section est de regarder un temps de transition sur des temps longs comparés à τ_l qui est l'impulsion laser, c'est-à-dire de l'ordre d'une à plusieurs dizaines de τ_l . Ainsi nous pourrions négliger la recirculation des électrons au travers de la cible.

2. Principaux résultats

La plupart des lasers de fortes puissances atteignent aujourd'hui des intensités de l'ordre de $I_L = 1 - 5.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$. A de telles intensités, la température des électrons chauds peut être évaluée à partir de la formule de Beg [31, cf. Fig. 1.1 .a]. La densité d'électrons chauds peut également être déterminé par :

$$n_h = \frac{f E_L}{v_h T_h} \quad (2.16)$$

Avec f la fraction d'énergie absorbée par les électrons chauds ($f \sim 0,1$ [57]), v_h la vitesse correspondante à T_h et E_L , l'énergie laser. Pour une intensité de $1.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, la densité des électrons chauds est de l'ordre de $3,8.10^{20} \text{ cm}^{-3}$ pour une température $T_h \sim 0,6 \text{ MeV}$ alors que pour une intensité de $5.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, $n_h \sim 1,4.10^{21} \text{ cm}^{-3}$ pour une température $T_h \sim 0,823 \text{ MeV}$.

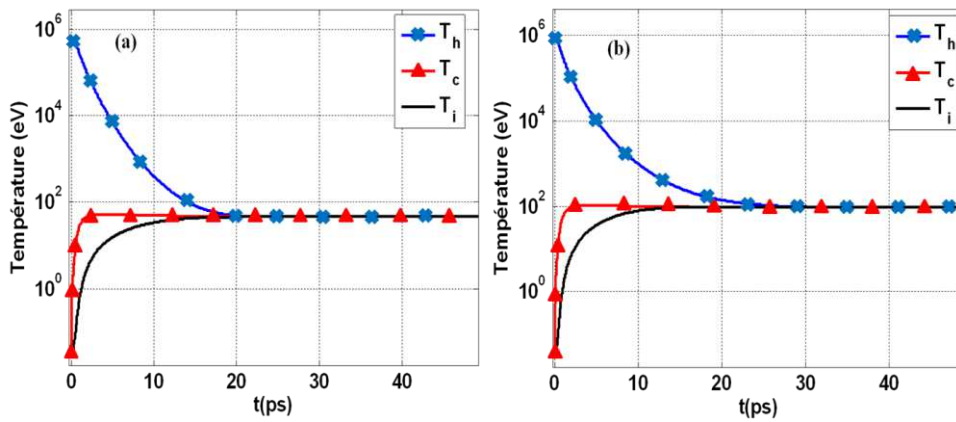


Figure 2.14 (a) Evolution de la température des électrons froids (T_c), des électrons chauds (T_h) et des ions (T_i) pour une impulsion laser de 700 fs, une intensité de $1.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, une cible Al de $3 \mu\text{m}$ et $c_{ei} = 3.10^{17} \text{ W.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$ [58, 59] et (b) configuration similaire à (a) pour une intensité de $5.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$.

La température des électrons chauds atteint une valeur $T_h < 100$ eV autour de 14 ps pour une intensité de $1.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ et de 29 ps pour une intensité de $5.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$. La décroissance rapide de T_h peut être reliée à l'ionisation et au chauffage rapide de la cible. Dans ce cas, la contribution des électrons chauds au champ magnétique se situe sur un intervalle de temps très courts au regard de l'hydrodynamique de la cible qui régira le champ thermoélectrique. Les termes liés à l'expansion hydrodynamique du plasma en surface de la cible prennent alors le relais pour la génération du champ magnétique.

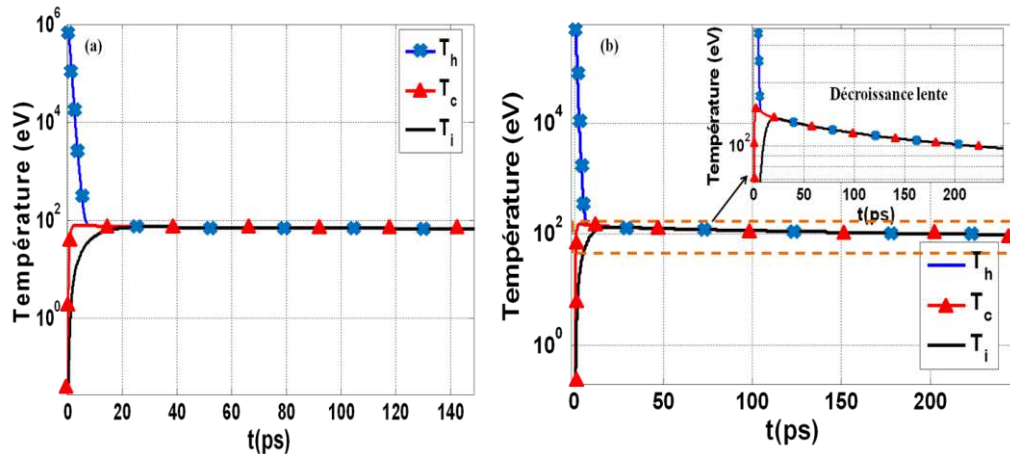


Figure 2.15 (a) Evolution de la température des électrons froids (T_c), des électrons chauds (T_h) et des ions (T_i) pour une impulsion laser de 700 fs, une intensité de $1.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, une cible Au de $3 \mu\text{m}$ et $c_{ei} = 3.10^{16} \text{ W.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$ et (b) configuration similaire à (a) pour une intensité de $5.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$.

La dynamique de refroidissement d'une cible d'Au est plus complexe que dans le cas d'Al. La capacité calorifique est ici plus importante amenant un chauffage des électrons froids et des ions plus importants et une relaxation en température beaucoup plus longue que dans le cas d'Al (cf. Fig. 2.15.b). Il existe cependant une intensité seuil à partir de laquelle le transfert d'énergie entre les électrons chauds et froids n'est plus assez important pour amener un chauffage supérieur à 100 eV de la cible. Cela est illustré sur la Fig. 2.15.a où à une intensité de $1.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, l'énergie apportée par les électrons chauds aux électrons froids est faible, conduisant à une valeur finale de la température des électrons froids en deçà de 100 eV. Ce n'est en revanche plus le cas à des intensités plus importantes (cf. Fig. 2.15.b) où les électrons froids sont chauffés par le transfert d'énergie des électrons chauds jusqu'à des valeurs pouvant atteindre 100-200 eV. La relaxation qui en résulte est assez lente et se déroule sur des temps d'une centaine de ps.

3. Conclusion sur les temps de transition

La transition entre la phase où la contribution des électrons chauds est l'effet dominant dans la génération du champ magnétique et la phase liée à l'expansion hydrodynamique du plasma est bien différente selon que l'on s'intéresse à un matériau à faible (Al) ou fort Z (Au). Elle est très rapide pour Al, 29 ps pour une intensité de $5.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, et brutale : le champ est donc principalement dû à l'effet thermoélectrique à partir de ce temps. Le cas Au est différent : la transition sera beaucoup plus lente, $\sim 100\text{-}200$ ps pour une intensité de $5.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ mais également moins brutale : le champ disparaîtra alors progressivement et la transition entre les deux phases sera donc progressive. A des intensités supérieures, de l'ordre de $1.10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$, les deux cas se rejoignent dans le sens où les électrons chauds transfèrent suffisamment d'énergie aux électrons froids pour que le seuil de 100 eV soit dépassé. La relaxation en énergie sera alors très lente, supérieure à 250 ps dans les deux cas et il existera une contribution non négligeable des électrons au champ magnétique sur des temps longs.

Dans le cas d'intensités plus faibles, $I \sim 1.10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$, la relaxation des électrons chauds est très rapide, $\sim 7 \text{ ps}$ pour Al ($\sim 2,5 \text{ ps}$ pour Au) mais ils ne chauffent pas suffisamment la cible $\sim 16 \text{ eV}$ ($\sim 10 \text{ eV}$) afin de créer de fort gradient de température. Il est donc envisageable que dans cette configuration, le champ généré par effet thermoélectrique sur des temps plus longs soit négligeable. Ainsi, la gamme d'intensité qui sera privilégiée par la suite nous permettant une étude claire de la dynamique des champs magnétiques est déterminée par deux facteurs :

- ❖ Le temps de relaxation des électrons chauds afin de pouvoir suivre la transition entre les deux phases
- ❖ La valeur finale de température qui doit être dans une gamme 50-100 eV afin de créer, au cours de l'expansion hydrodynamique du plasma, de forts gradients de température et ainsi un champ magnétique par effet thermoélectrique de plusieurs MegaGauss permettant ainsi d'être observé expérimentalement.

B. La phase d'expansion hydrodynamique du plasma

Au cours de notre voyage à travers la dynamique de champ magnétique autogénéré par l'irradiation d'un laser haute intensité, haut contraste avec une cible solide, attardons-nous sur la phase d'expansion hydrodynamique du plasma. Elle est en général très peu étudiée dans ce contexte [10] mais peut être d'un intérêt considérable pour la dynamique de champs magnétiques à temps longs.

1. Précédents travaux

Le champ magnétique généré durant cette phase est principalement dû à l'effet thermoélectrique (cf. chapitre 1 partie I). Nous ne rappellerons que son expression ici :

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{1}{n_e e} \nabla n_e \times \nabla T_e \quad (2.17)$$

Où la non-colinéarité entre le gradient de température et de densité provoque l'émergence d'un champ magnétique. Borghesi et al., [10] ont mesuré le champ en face avant sur une vingtaine de ps pour une intensité de $(5-9).10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$, en utilisant un sondage optique (polarimétrie) limité à des régions de densité de $(1-2).10^{20} \text{ cm}^{-3}$. L'amplitude du champ magnétique ainsi généré se distingue par des valeurs de l'ordre de quelques MegaGauss bien que le contraste du laser soit faible (10^{-6}) n'optimisant ainsi pas les gradients de densité et de température. A des intensités supérieures et pour un meilleur contraste, les gradients devraient être plus raides et donc conduire à une amplitude de champ plus importante.

Intéressons-nous maintenant au gradient de densité et de température en face avant et arrière de la cible. En face avant, les gradients de densité et de température amènent un champ multiMegagauss, mais qu'en est-il de la face arrière ?

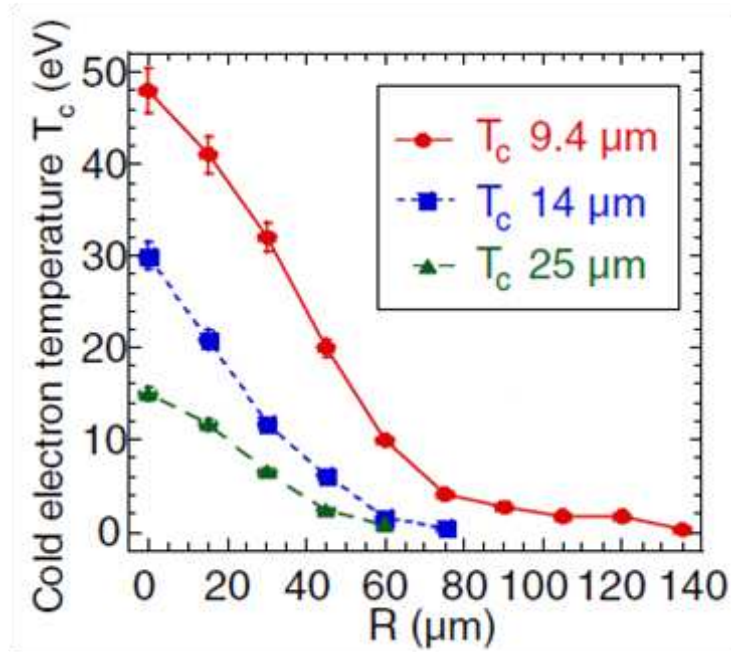


Figure 2.16 Température des électrons froids en face arrière, après l'irradiation d'une cible d'Al d'épaisseur variable (indiquée par les symboles) par un laser de 320 fs, résultant de la bulbe plasma en fonction de la position dans la direction transverse, pour 3 épaisseurs de cibles différentes et le même matériau (Al). Figure extraite de [60].

On peut remarquer que les gradients de température sont très étendus en face arrière (cf. Fig. 2.16). Par exemple pour une cible Al de 9,4 μm d'épaisseur, il est de l'ordre de 80 μm, ce qui est très important. Pour de telles longueurs de gradients, la génération d'un champ magnétique important, de l'ordre du MegaGauss, sur la face arrière de la cible par l'effet thermoélectrique est inconcevable. Il existe donc une très forte dissymétrie entre les champs en face avant et les champs en face arrière dus à l'expansion hydrodynamique du plasma.

On résume ici les informations principales qui sont :

- ❖ Des champs magnétiques sur des échelles de temps hydrodynamiques en face avant de la cible ont été observés et mesurés de l'ordre de 1-2 MG.
- ❖ Une forte dissymétrie de champ magnétique entre la face avant et arrière due à une absence de très faibles gradients latéraux de température en face arrière font que les champs magnétiques en face avant devraient être dominants. Ceci pourrait amener une forte collimation de particules chargées positivement ou négativement suivant la configuration expérimentale

2. Estimation du champ magnétique généré par effet thermoélectrique.

Une estimation du champ magnétique généré par effet thermoélectrique peut être entreprise au moyen de l'équation (1.12) du chapitre 1 :

$$B[T] \approx 1,0004 \left(\frac{\mu m}{L_n} \right) \left(\frac{T_e}{eV} \right) \left(\frac{\mu m}{L_T} \right) \left(\frac{\tau}{ps} \right) \quad (2.18)$$

Avec L_n la longueur de gradient de densité en μm, T_e la température électronique en eV, L_T la longueur de gradient de température en μm et τ la durée de l'impulsion laser.

a) Gradient de densité

En partant d'un petit modèle 1D d'expansion plan et isotherme d'un plasma, Kruer [61] a déterminé une solution autosimilaire de la forme :

$$u = c_s + x/t \quad (2.19)$$

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{x}{c_s t}\right) \quad (2.20)$$

Où u représente la vitesse fluide des ions, $c_s = \sqrt{\frac{Z k_B T_e}{M}}$ la vitesse acoustique ionique et n la densité. La longueur de gradient de densité est donc reliée à $L = c_s t$. Les gradients très forts produits au cours de l'irradiation d'une cible solide par un laser UHI à fort contraste sont alors localisés dans la partie sur dense du plasma. La vitesse d'expansion du plasma est reliée à :

$$c_s = \sqrt{\frac{Z^* k_B T_e}{M}} \sim 3,1 \cdot 10^5 \left(\frac{T_e}{\text{keV}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{Z^*}{A}\right)^{\frac{1}{2}} \text{ m.s}^{-1} \quad (2.21)$$

Reprenons notre exemple pour une cible Al, chauffée autour de 200-400 eV par un laser de durée d'impulsion 700 fs : à de telles températures, la charge effective de l'ion $Z^*=9$ conduit à une longueur de gradient dans la partie sur dense en face avant de l'ordre de $L \sim 0,01 - 1 \mu\text{m}$:

$$L[\text{\AA}] = c_s t \sim 3 \left(\frac{T_e}{\text{keV}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{Z^*}{A}\right)^{\frac{1}{2}} \tau_{fs} \quad (2.22)$$

La longueur typique de gradient de densité calculé par PICLS (cf. Fig. 2.17) à la fin de l'impulsion laser est en assez bonne adéquation avec la longueur calculée par la formule ci-dessus.

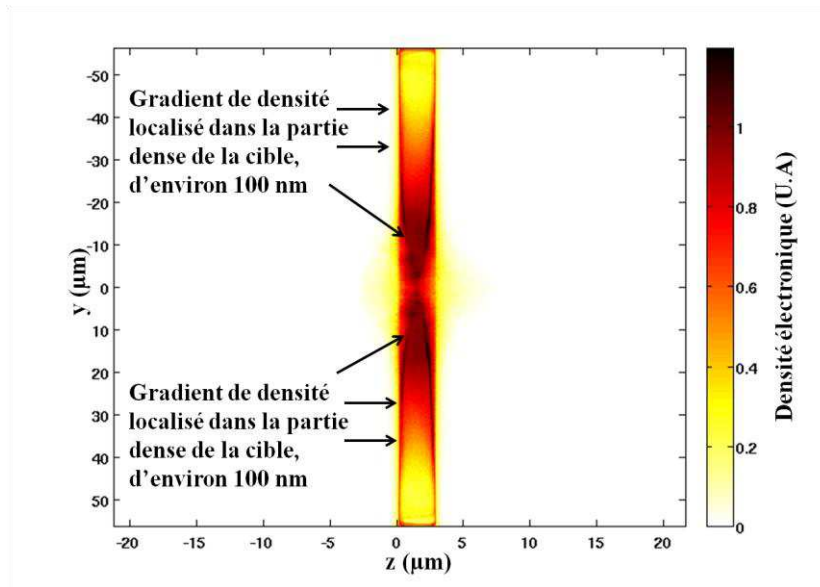


Figure 2.17 Carte PICLS représentant la densité électronique à la fin de la simulation ($\sim 1,65$ ps). On remarque un très fort gradient de densité (visualisation par les flèches noirs) dans la zone dense de la cible de l'ordre de $L_n \sim 0,1 \mu\text{m}$.

Nous venons de voir que durant l'interaction d'un laser haute intensité, fort contraste avec une cible solide les gradients de densité en face avant sont très raides, et sont générés dans la partie sur dense du plasma, nous permettant d'envisager la génération d'un champ magnétique multiMegaGauss.

b) Gradient de température

Nous avons vu (cf. section III.B.1) que les gradients de température en face arrière sont très longs, ne permettant pas de générer un champ multimegagauss. L'évaluation des gradients de température sur la face avant de la cible semble être une tâche plus ardue. Les références [62] et [63] ont travaillé sur cette thématique, mais des restrictions sur les méthodes de mesures ou de simulations (temps d'observation, cible trop épaisse, ect ...) ne permettent pas des données qualitatives. La conception d'un petit modèle simulant la dynamique du profil de température radiale sur les faces d'une cible solide semble également assez dure à entreprendre, car il y a la nécessité de construire un modèle 2D. En revanche, on sait qu'avec un fort contraste du laser, les gradients de température seront beaucoup plus piqués en face avant que dans le cas d'un faible contraste [62]. Nous allons donc faire de petites estimations « à la main » sur l'amplitude moyenne que pourrait atteindre un tel champ en fonction de la température de la cible et de la longueur de gradient de température en face avant.

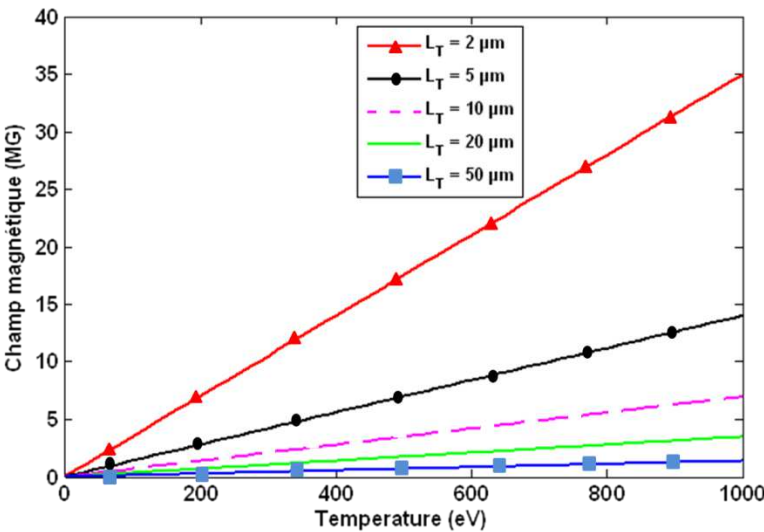


Figure 2.18 Amplitude de champ magnétique (MG) en fonction de la température pour différentes longueurs de gradient de température, avec $L_n = 0.1 \mu\text{m}$.

Sur la Fig. 2.18, nous avons représenté l'amplitude de champs magnétiques autogénérés en fonction de la température pour différentes longueurs de gradient de température et avec une longueur de gradient de densité $L_n = 0,1 \mu\text{m}$, déterminée à la fois par les simulations PICLS (cf. Fig. 2.17) et la formule (2.22). En pratique, le code 1D que nous avons décrit plus haut (section III.1), nous permet d'avoir une idée de la température supposée d'équilibre entre les électrons chauds et froids, qui dans le cas d'Al est proche de 80 eV pour une intensité sur cible de $5.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$. Le gradient de densité quant à lui, doit être très faible notamment si le contraste du laser d'interaction est bon. On peut ainsi évaluer le champ magnétique généré par effet thermoélectrique en fonction du gradient de température :

		PICLS				
Gradient de densité (μm)	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	1
Gradient de température (μm)	0.1	1	2	5	10	1
Champs magnétiques (MG)	56	5.6	2.8	1.12	0.56	0.56

Tableau 2.1 Amplitude de champs magnétiques générés par effet thermoélectrique en fonction du gradient de température et de densité pour une température d'équilibre de 80 eV. Le cadre en rouge correspond aux paramètres obtenus à la fin de la simulation PICLS (~ 2 ps).

Les gradients de température pour des impulsions ultra-courtes à des temps de l'ordre de la dizaine de ps après le début de l'irradiation sont très piqués, de l'ordre du μm (issue de PICLS). Ces champs magnétiques peuvent alors être de plusieurs MegaGauss impactant sur la dynamique du plasma à temps longs et pouvant alors potentiellement collimater de façon efficace des particules chargées énergétiques.

3. Simulation hydrodynamique CHIC des champs magnétiques autogénérés

Nous allons maintenant modéliser la génération et l'évolution des champs magnétiques générés au cours de la phase d'expansion hydrodynamique du plasma à l'aide du code 2D hydrodynamique MHD CHIC [64]. Les paramètres d'entrée sont : pour le plasma de face avant de la cible, nous utilisons les distributions spatiales de densité (cf. Fig. 2.17) et température issue de PICLS à temps longs (1,65 ps) et pour le plasma en face arrière, nous adoptons la distribution spatiale mesurée expérimentalement dans des conditions d'intensité laser, de matériau et d'épaisseur de cible similaire à notre cas Al 3 μm (cf. Fig. 2.16). La température initiale des électrons (on ne considère ici que les froids) est également prise en accord avec la température calculée par le code 1D trois températures de la partie III.A. Le profil de température est illustré sur la Fig. 2.19.a.

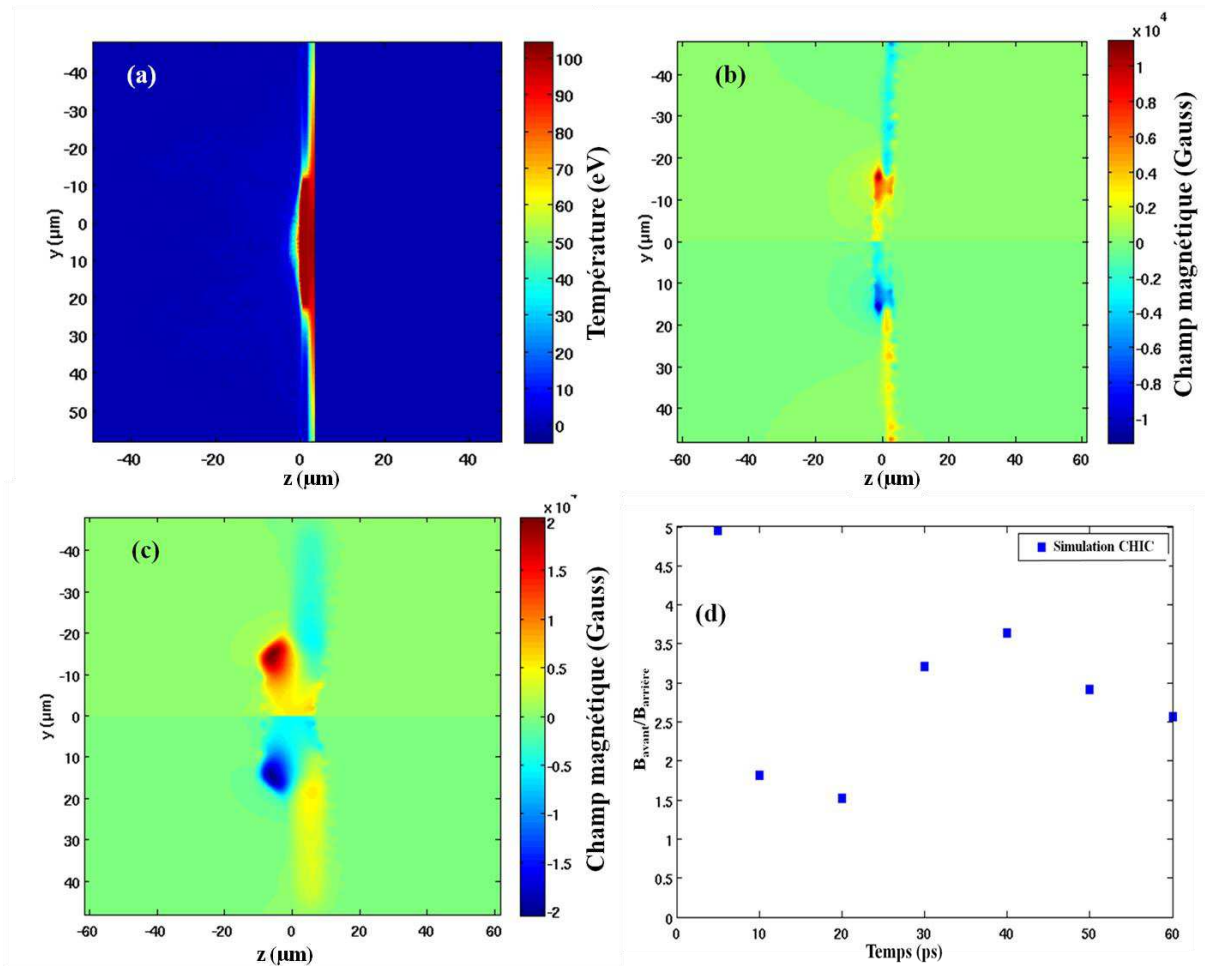


Figure 2.19 a) Distribution spatiale de la température pour une cible Al 3 μm . Simulation CHIC représentant le champ magnétique autogénéré en utilisant en paramètres d'entrée la carte de densité de la Fig. 2.17 et la carte de température de a) pour b) $t = 10$ ps, c) $t = 40$ ps. d) Evolution du rapport $B_{\text{avant}}/B_{\text{arrière}}$ en fonction du temps pour la simulation CHIC.

Les Fig. 2.19.b et 2.19.c représentent les champs magnétiques autogénérés pour deux temps au cours de l'interaction (10 et 40 ps). On remarque que ces champs se développent où il existe un gradient de température radial avec un gradient de densité longitudinal. Le champ en face arrière de la cible est largement inférieur aux champs en face avant de la cible, car les gradients sont nettement plus piqués en face avant. En revanche l'amplitude des champs dans cette simulation est extrêmement faible, de l'ordre de la dizaine de kiloGauss, ce qui n'est pas compatible avec nos estimations ci-dessus. En effet, lorsque l'on passe de la simulation PICLS à la simulation CHIC, il existe un décalage car les électrons « chauds » ne sont pas pris en compte dans CHIC. On va alors avoir une augmentation significative de la température (et de même des gradients de température) de la cible amenant à un champ magnétique beaucoup plus intense dans la gamme du MegaGauss. Ici il ne s'agissait que de vérifier le concept de dissymétrie des champs magnétiques entre la face avant et arrière de la cible. C'est bien ce que nous observons sur la Fig. 2.19.d où le champ en face avant est toujours largement supérieur au champ en face arrière et sur une plage de temps conséquente.

Conclusion :

Nous pouvons donc résumer cette phase d'expansion hydrodynamique comme suit :

- ❖ Il existe une forte dissymétrie du champ magnétique entre la face avant où un champ magnétique MultiMegaGauss se développe et la face arrière où il est a priori beaucoup moins important
- ❖ Ces champs peuvent potentiellement collimater de façon efficace des particules chargées énergétiques.

IV. L'expérience TITAN : deux faisceaux ultra-courts et un miroir plasma

Nous allons maintenant nous intéresser à une expérience que nous avons réalisée au Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) sur l'installation TITAN en avril 2011. Son but est de tester et d'illustrer les concepts que nous avons présentés plus haut, c'est-à-dire de mesurer une dynamique de champs magnétiques autogénérés sur ~ 50 ps afin d'examiner les configurations magnétiques (que ce soit de petites ou de grandes échelles) des différents termes sources au cours du temps et d'observer notamment la collimation de particules chargées lors de la phase d'expansion hydrodynamique du plasma.

Cette installation nous a permis d'avoir accès à deux faisceaux CPA de ~ 55 J pour une durée d'impulsion de 700 fs FWHM. L'impulsion principale CPA, d'une énergie de 110-120 J est séparée en deux par l'utilisation d'un miroir séparateur (cf. Fig. 2.20.a) qui avait été développé, bien avant le début de ma thèse, par notre équipe. Pour chacun des deux faisceaux produits, une taille de tache focale d'environ 8-10 μm a été obtenue en utilisant pour chaque faisceau, une parabole hors axe $f/3$ (cf. Fig. 2.20.b). L'implantation d'un miroir plasma (PM) sur le trajet du faisceau CPA d'interaction (CPA1) nous a également permis d'obtenir un très fort contraste afin de maximiser les gradients de température et de densité, mais également d'éviter la formation d'un pré plasma en face avant pouvant augmenter la longueur de gradient de densité en face avant et ainsi diminué significativement le champ magnétique en face avant au cours de la phase d'expansion hydrodynamique.

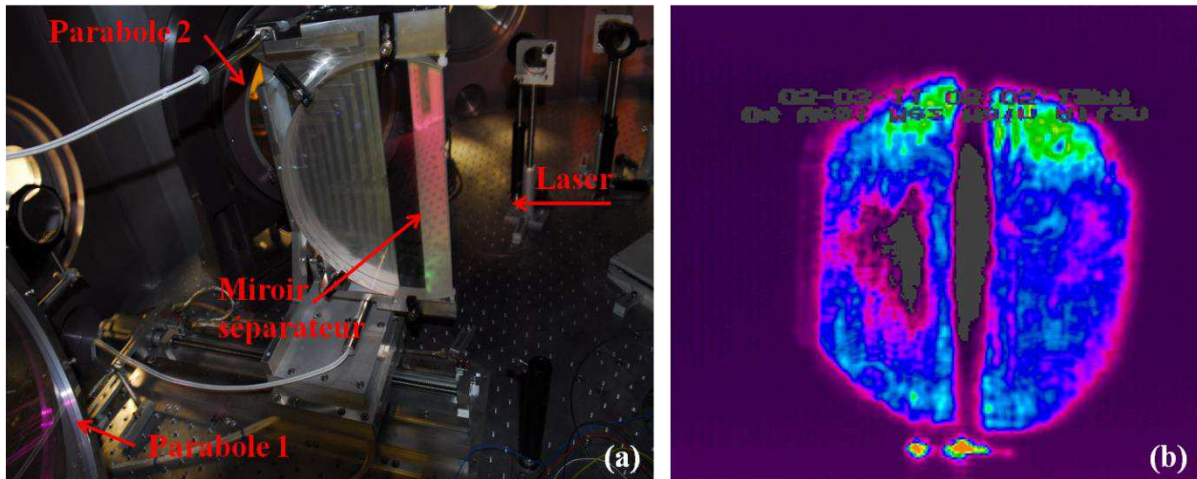


Figure 2.20 (a) Photographie illustrant le miroir séparateur ainsi que les deux paraboles dans la chambre d'expérience TITAN. (b) Champ proche de la tache focale ainsi obtenue.

Afin de mesurer des champs magnétiques dans les parties sur denses du plasma, le même diagnostic que dans le chapitre précédent a été utilisé, c'est-à-dire la radiographie par protons (cf. chapitre 1 section II.4). Le temps de vol des protons entre la cible d'interaction et la source du faisceau nous permet, de pouvoir mesurer en un tir, une dynamique de l'ordre de 50 ps avec une résolution dépendant de l'énergie maximale des protons générés.

A. Réalisation de l'expérience : montage et contrainte

La principale difficulté d'une telle expérience est de pouvoir avoir accès à deux faisceaux CPA (Chirped Pulse Amplification) énergétiques, l'un servant à la génération du faisceau de protons et l'autre établissant les champs magnétiques que l'on désire étudier et utiliser. Il est également important de limiter le pré plasma qui pourrait se former en face avant de la cible afin de ne pas générer des gradients de densité et de température trop longs avant l'arrivée de l'impulsion principale, car ces gradients sont capables de produire des champs magnétiques qui seraient alors mélangés avec les champs magnétiques dues aux électrons chauds.

Le champ électrique intense [65, 66] présent dans la gaine plasma en expansion de la face arrière peut également entraîner des déflexions du faisceau de protons non souhaité. Les simulations PICLS montrent cependant que celui-ci est quasi perpendiculaire à la surface de la cible et donc ne perturbe que peu les trajectoires des protons sondes qui sont perpendiculaires à la surface de la cible (cf. Fig. 2.21).

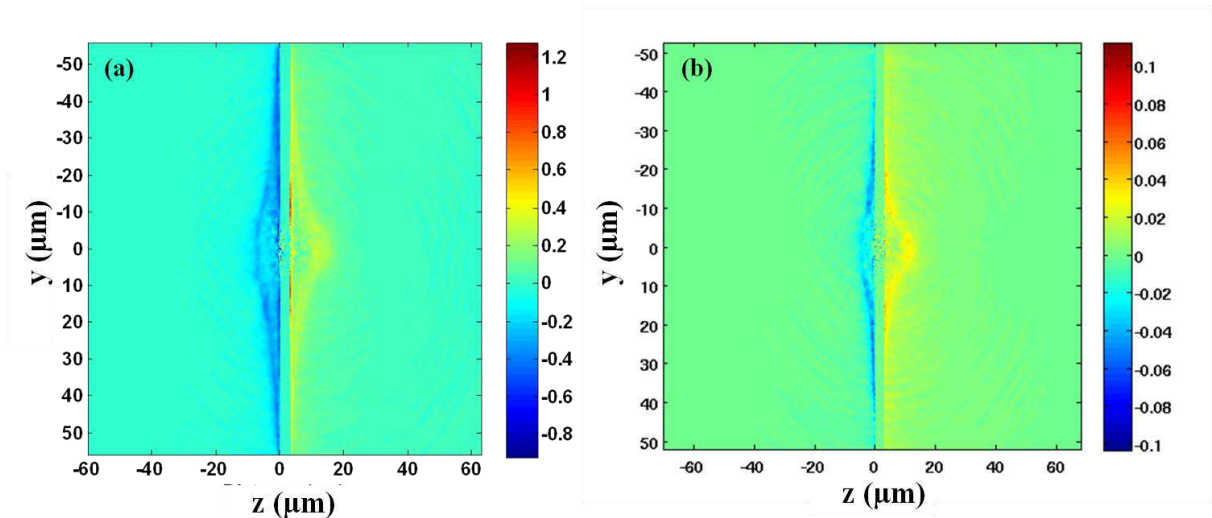


Figure 2.21 Champ électrique $\langle E_y \rangle$ modélisé par PICLS normalisé en unité du code pour une cible (a) Au 3 μm et (b) Al 3 μm .

Afin de minimiser l’impact du champ électrique sur la déflexion de protons et de maximiser la déflexion due au champ magnétique, l’axe de propagation du faisceau de protons est en incidence normale par rapport à la surface de la cible. L’influence du champ électrique est alors négligeable et nous permet de mesurer uniquement le champ magnétique présent.

B. Miroir plasma (MP) : un outil permettant d’observer une dynamique de champ plus claire

Le miroir plasma (MP) est un diélectrique multicouche antireflet. Il est utilisé afin d’augmenter le contraste de l’impulsion laser, de l’ordre de 10^2 [67]. En effet, lorsque le champ laser est suffisant, c’est-à-dire qu’il atteint une intensité suffisante pour exciter les électrons de conduction du diélectrique, le miroir devient réfléchissant. L’impulsion laser est alors « nettoyée » de son piédestal et nous permet d’être dans un régime à très haut contraste (10^8 - 10^{10}). L’optimisation de son fonctionnement peut être atteinte en évaluant la fluence d’opération du MP : le flux de particules sur une surface donnée et à un temps donné et donc en jouant sur la taille de la focalisation de l’impulsion laser sur le MP.

Concernant cette expérience, la fluence de fonctionnement du MP se situe entre 90 et 110 $\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$. Nous pouvons alors déterminer la distance optimale à laquelle le MP doit se trouver ($\sim 2,7$ cm) de la cible d’interaction. Afin d’avoir une idée de sa réflexion, nous avons mesuré à l’aide de calorimètres, l’énergie avant le MP et l’énergie après le MP. Ces mesures sont résumées dans le tableau 1 et nous permettent d’évaluer le coefficient de réflexion à 69,5 %, avec une incertitude de moins de 0,5% (cf. Tableau 2.2). Une acquisition de tache focale à pleine énergie a également été faite et est montrée sur la Fig. 2.22.

Energie avant PM (J)	Energie après PM (J)	Réflexion (%)
73	50,7	69,45
33,7	23,4	69,43
50,6	35,2	69,56
30,3	21,1	69,64

Tableau 2.2 Réflexions du PM que nous avons utilisé pour nos expériences.

Une taille de tache focale typique de $8\text{ }\mu\text{m}$ FWHM, pour une énergie laser de 40-50 J (fluctuations tirs à tirs du laser) et une impulsion laser de 700 fs FWHM entraîne une intensité sur cible de l'ordre de $I_L = 1 - 5 \cdot 10^{-19}\text{ W.cm}^{-2}$. Le montage expérimental est représenté en Fig. 2.22. La distance entre la cible d'interaction et la cible générant le faisceau de protons est de 4 mm, alors que celle entre la cible d'interaction et l'empilement de films Radiochromic (RCF) est de 39 mm, nous conduisant à un grandissement sur les feuilles RCF d'environ 8,95. L'angle d'incidence entre le laser après le MP et la cible solide était de 31° .

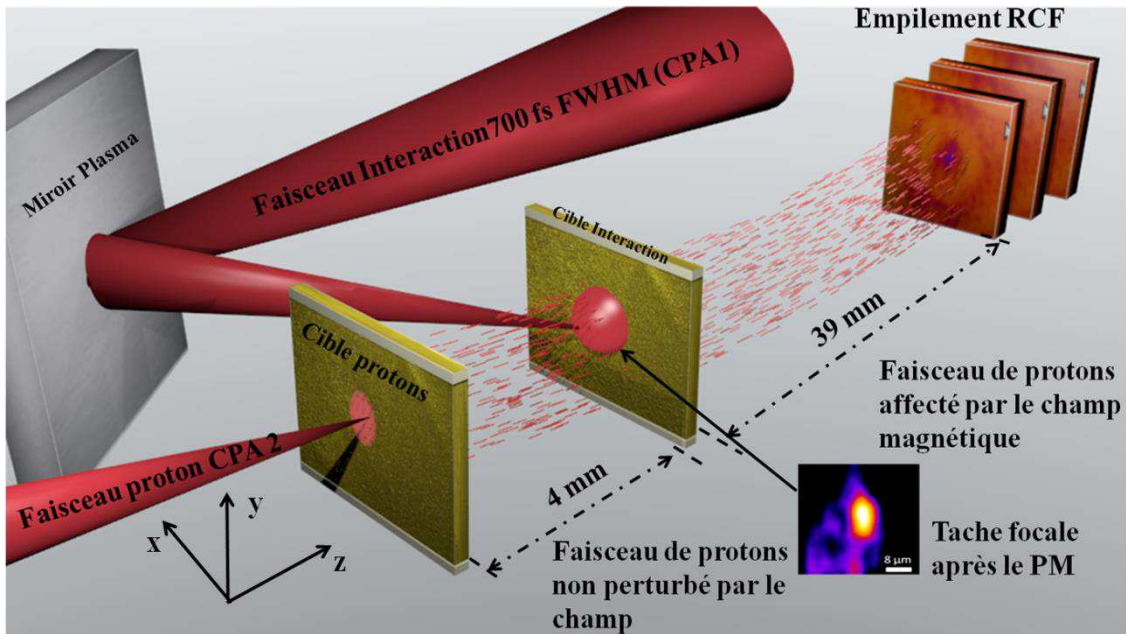


Figure 2.22 Montage expérimental.

V. Résultats expérimentaux et analyse :

Nous présentons ici les résultats expérimentaux concernant la radiographie par protons. Comme nous l'avons vu dans l'introduction, nous allons dissocier deux échelles spatiales de champs magnétiques : une grande, de l'ordre de 0,5-1 mm autour de la zone d'interaction nous permettant de collimater des faisceaux de particules chargées, et une petite où des instabilités (principalement Weibel) se développent et amènent alors à une modification significative du transport électronique.

A. Structure de champs à grandes échelles

1. Présentation des résultats

a) Le cas de l'aluminium $3\text{ }\mu\text{m}$

La Fig. 2.23 montre un exemple typique des résultats que nous avons obtenus pour une cible d'Al de $3\text{ }\mu\text{m}$. De nombreuses caractéristiques peuvent être observées :

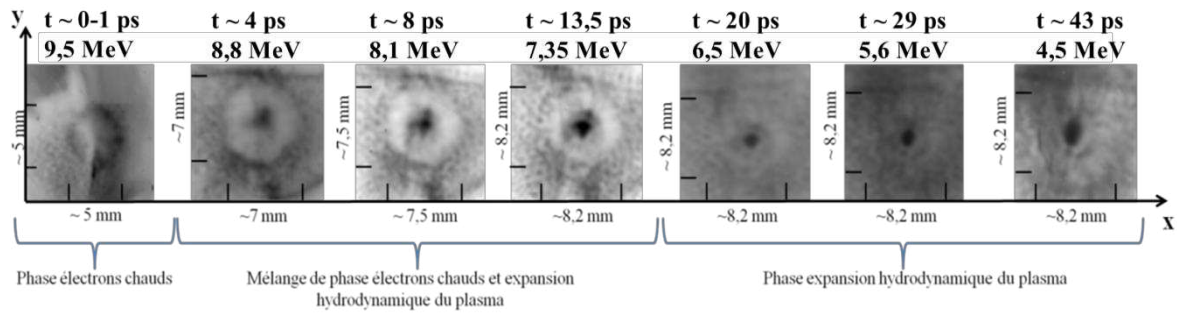


Figure 2.23 Résultats expérimentaux pour un tir pour Al 3 μm . Les distances indiquées correspondent à la taille sur le détecteur

Chaque image correspond à une énergie de protons donnée. Etant donné que des protons de différentes énergies ont un temps de vol différent entre la cible source et la cible d'interaction, nous pouvons analyser, en un tir, les déflexions dues au champ magnétique à différent temps au cours de l'interaction. La dynamique observée dans le cas présent est de l'ordre de 43 ps. Le temps $t = 0$ est le temps où le laser commence à irradier la cible.

Nous pouvons remarquer :

- ❖ A des temps très courts durant l'interaction, une déplétion de protons au centre et un anneau externe. Cette phase est cependant très courte, car nous ne l'observons que sur la première couche de RCF.
- ❖ L'apparition d'un point central, c'est-à-dire une accumulation de protons au centre du RCF et une lente extinction de l'anneau externe à des temps de l'ordre de 4-20 ps
- ❖ Une accumulation de protons au centre du RCF pour des temps < 20 ps.

b) Le cas de l'or 3 μm

Nous présentons également les résultats relatifs au cas Au 3 μm :

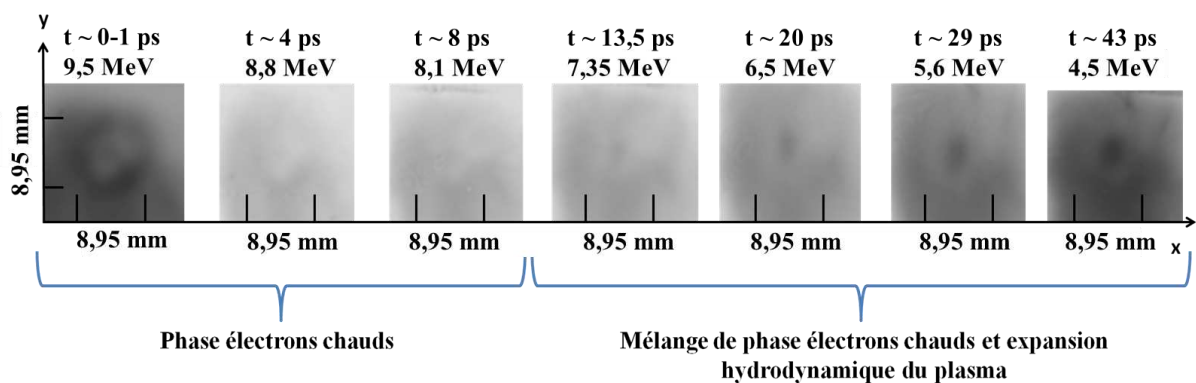


Figure 2.24 Résultats expérimentaux pour un tir pour Au 3 μm . Les distances indiquées correspondent à la taille sur le détecteur

Nous observons une dynamique bien différente en comparaison avec le cas Al :

- ❖ La première phase, impliquant une déplétion de protons au centre et un anneau externe, se maintient sur des temps plus longs, de l'ordre de 8 -13,5 ps

- ❖ La phase de mélange entre les deux termes, avec l'apparition d'une accumulation de protons au centre du RCF et d'un anneau externe est également plus longue, de l'ordre de 13.5 à > 43 ps.
- ❖ La phase purement hydrodynamique n'a pu être observée dans ce cas car le temps de relaxation des électrons afin que leurs températures descendent en dessous de 100 eV est très long (cf. section III.A.2)

c) Autres résultats importants : le cuivre 5 μm et le PET 10 μm

Des résultats concernant d'autres matériaux (PET, Cu) sont exposés dans cette section. Ils n'ont pas été présentés et discutés au préalable, car ici toute la dynamique n'a pu être observée, les protons générés par TNSA étant trop peu énergétiques sur ces tirs ($E_{\text{max}} \sim 7 - 8 \text{ MeV}$). En revanche, des propriétés intéressantes ont été remarquées et notamment concernant le PET où une très forte collimation se produit. Ces résultats sont présentés sur la Fig. 2.25.

Les comportements sont bien différents suivant qu'il s'agisse du PET ou de Cu. Le PET se rapproche du cas d'Al, où une très forte collimation est observée et où l'anneau externe n'est plus présent après 20 ps (il peut être vu sur le premier RCF à 13.5 ps mais très tenu). Le Cu quant à lui est assez similaire à Au, dans le sens où la collimation n'est pas très forte et l'anneau externe reste présent sur toute la plage de mesure.

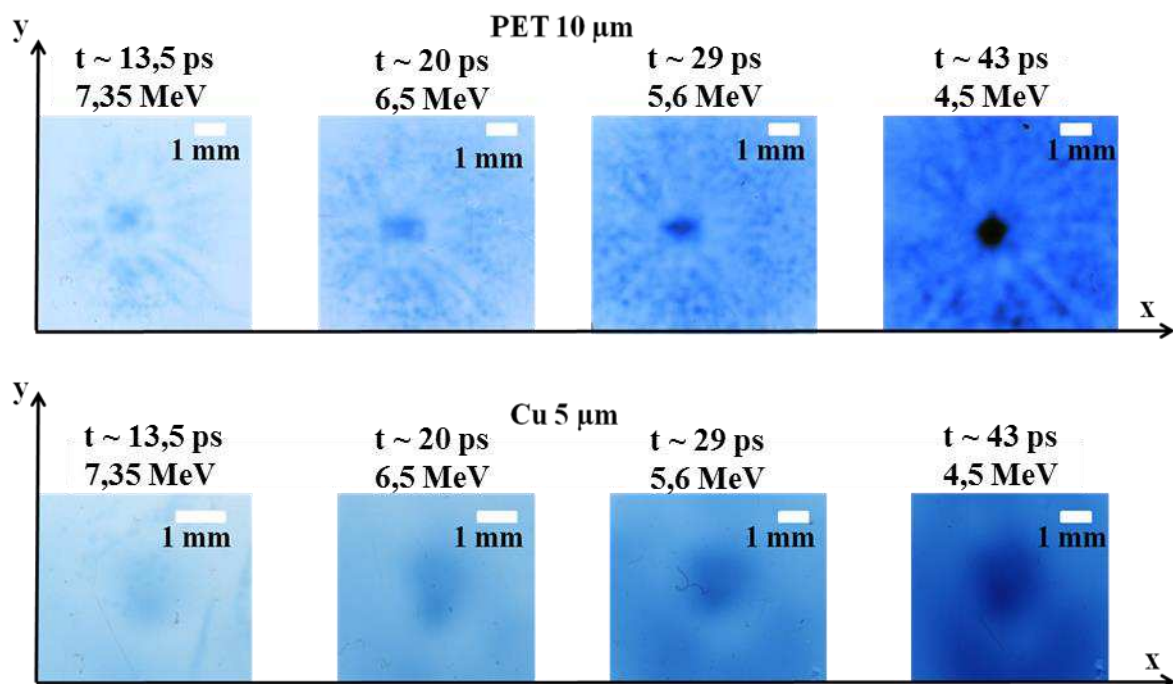


Figure 2.25 Résultats expérimentaux pour un tir PET 10 μm et Cu 5 μm . Les distances indiquées correspondent à la taille sur le détecteur

Nous résumons les principaux résultats dans le tableau 2.3.

Matériaux	Diamètre de la zone d'accumulation centrale de protons à 3,9 cm (μm)	Augmentation de la densité de protons en %	Energie des protons (MeV)	Temps (ps)
Al 3 μm	1168	34,27	8,8	4,34
	1408	57,8	8,1	8,48
	1984	68,31	7,35	13,5
	1408	56	6,5	20,3
	1040	51	5,6	29,1
	1024	67	4,5	43,3
Au 3 μm	751	17	7,35	13,5
	975	16	6,5	20,3
	1521	21,49	5,6	29,1
	1709	12,74	4,5	43,3
Cu 5 μm	1279	36,64	7,35	4,7
	1593	39	6,5	10,8
	2040	42	5,6	18,8
	2344	45	4,5	31,8
PET 10 μm	1351	66	7,35	13,5
	1548	60	6,5	20,3
	1673	73	5,6	29,1
	1226	70	4,5	43,3

Tableau 2.3 Résumé des principaux résultats de l'expérience pour 4 différents matériaux. La taille de la zone d'accumulation de protons à 3,9 cm est donnée en μm .

Conclusion :

L'analyse de la section II et de la section III a été corroborée par l'expérience que nous avons réalisée. Les temps de transition entre la phase d'électrons chauds et la phase d'expansion hydrodynamique du plasma observés, coïncident avec le petit modèle analytique qui a été présenté dans la section III.A. Une forte collimation se produit pour des cibles de Z faible (Al et PET) et une plus faible pour des matériaux à Z élevé (Au et Cu).

2. Comparaisons entre les résultats expérimentaux et les simulations PICLS à temps courts

Nous allons tout d'abord nous intéresser au champ magnétique généré par les électrons chauds, pour les deux cas évoqués en section (II.C) et (II.D). Les résultats obtenus en expérience sont en bon accord avec les prédictions faites par PICLS, à savoir une déplétion de protons au centre du RCF imputable au champ magnétique en face avant de la cible, et un anneau externe généré par le champ en face arrière (cf. section II.C et II.D). Nous pouvons alors entreprendre une comparaison entre les observations expérimentales et de simulations. Afin de tenir compte du temps de vol des protons, une carte dite dynamique de champ a été réalisée. Son principe est simple : des protons de 10 MeV d'énergie voyagent à la vitesse de 43,86 $\mu\text{m}/\text{ps}$. L'intervalle de temps entre deux pas de temps de la simulation est de 82,5 fs. Ainsi les protons traversant la carte de champ magnétique « changent » de carte de champs tous les 72 mailles. Un exemple de carte dynamique est montré en Fig. 2.26 :

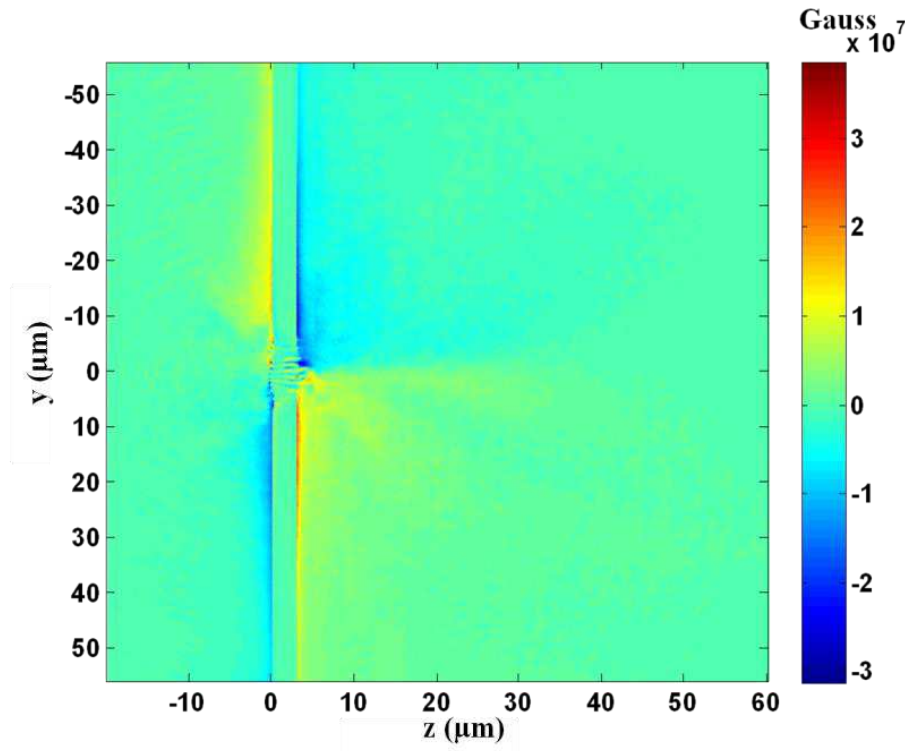


Figure 2.26 Carte de champ magnétique dynamique issue de PICLS pour une cible Au 3 μm , une impulsion de 700 fs FWHM et à une intensité de $5 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$.

Le même procédé que dans le chapitre 1 a été ici utilisé : nous envoyons des protons de 10 MeV au travers de la carte de champ de la Fig. 2.26 au moyen d'un code particulière (cf. chapitre 1 section IV.C.1). Nous récupérons sur un détecteur placé à 39 mm la variation de densité des protons $\Delta n/n$.

Les comparaisons sont représentées en Fig. 2.27. Les déflexions expérimentales ne correspondent pas à ce que nous observons en expérience et ce pour les deux matériaux : la zone de déflexion est environ 3 fois plus importante dans le cas expérimental que dans la simulation. La simulation a tendance à :

- Sous-estimer le champ magnétique du fait de la géométrie 2D du code qui ne prend pas en compte tous les effets liés à l'interaction (recirculation des électrons en volume, amplification du champ magnétique due aux instabilités [68, 69], etc ..)
- limiter l'extension radiale des électrons rapides le long des surfaces de la cible par les dimensions finies de la boîte de simulation.

Néanmoins, la tendance observée est respectée (effet global défocalisant) validant ainsi la géométrie des champs magnétiques issus de la simulation PICLS.

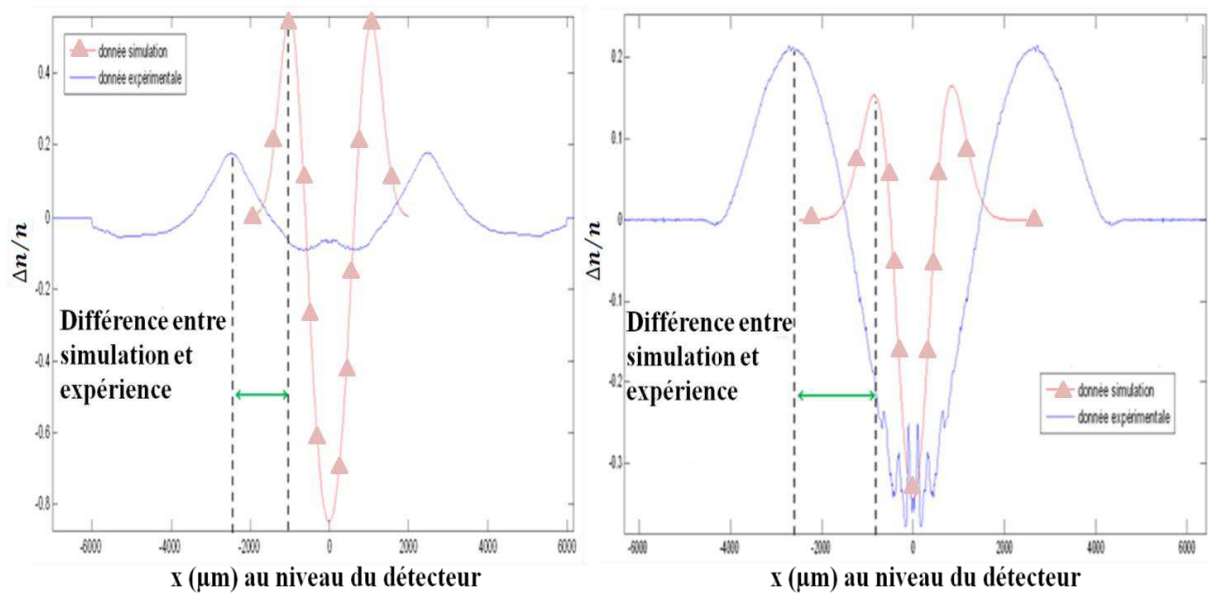


Figure 2.27 (a) Comparaison entre la carte dynamique de simulation PICLS et les données expérimentales pour une cible Al 3 μm et (b) de même, mais pour une cible Au de 3 μm

3. Estimation de l'amplitude de champ magnétique pour une cible Al 3 μm

a) Technique de reconstruction de carte de champ magnétique

Afin d'estimer les amplitudes des champs dans le cas d'une cible d'Al (le cas Au est différent : de par la valeur élevée de la diffusion, l'analyse devient plus complexe et les incertitudes sur la mesure beaucoup plus grandes), la technique développée par G. Sarri et al [3] est utilisée. Elle permet de construire des cartes de champs magnétiques en ne variant que 3 paramètres : l'amplitude B du champ, la longueur de champ dans la direction parallèle à la surface de la cible R et la longueur de champ dans la direction perpendiculaire à la surface de la cible L_{\perp} . A l'aide du code particulière (CPD) présenté au cours du chapitre 1 (cf. chapitre 1, section IV. C. 2), nous sommes en mesure de comparer les déflexions expérimentales aux déflexions de la carte simulée. Les hypothèses du modèle sont les suivantes :

- ❖ Les champs magnétiques en face avant et arrière sont localisés sur les différentes surfaces de la cible
- ❖ Les champs magnétiques ont une symétrie cylindrique [70]

Un exemple typique de carte de champs magnétiques est montré en Fig. 2.28. Les trois paramètres sur lesquelles nous allons jouer (R , L_{\perp} et B) sont également illustrés.

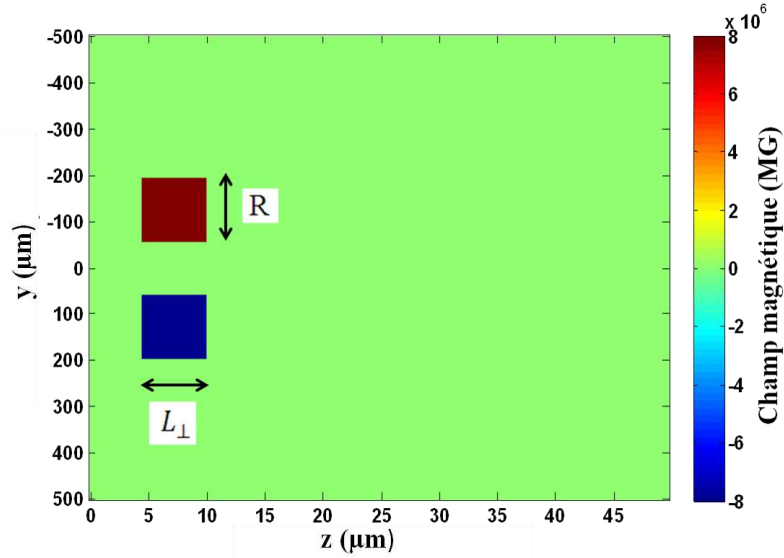


Figure 2.28 Exemple de reconstruction de carte de champ magnétique pour une amplitude de 8 MG. Les protons sont ensuite envoyés au travers de celle-ci de la gauche vers la droite.

Il est à noter que L_{\perp} sera pris par la suite de façon cohérente avec les simulations PICLS, c'est-à-dire $L_{\perp} = 5 \mu m$. Nous allons maintenant nous intéresser à l'impact du champ B et de la longueur de champ R sur les déflexions de protons :

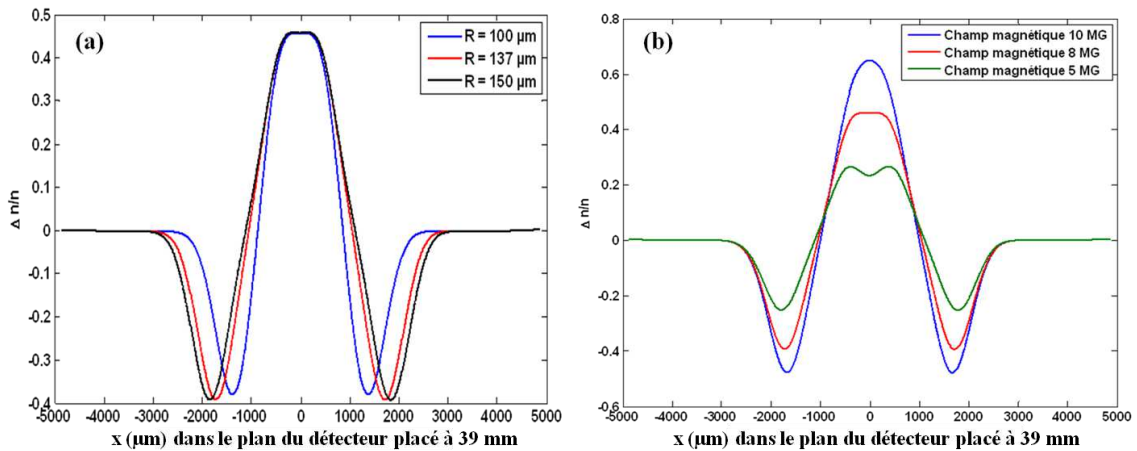


Figure 2.29 (a) Influence de la longueur de champ magnétique sur la trajectoire des protons de 8.8 MeV, (b) Influence de l'amplitude de champ magnétique sur la trajectoire des protons de 8.8 MeV.

Ainsi, l'amplitude du champ B joue principalement un rôle dans l'amplitude des déflexions ($\Delta n/n$) alors que R agit essentiellement sur la position latérale (dans la direction x) des pics (cf. Fig. 2.29). Pour une configuration inverse de la Fig. 2.28, les déflexions sont inversées. Néanmoins les tendances restent exactement les mêmes, c'est-à-dire que B joue un rôle sur l'amplitude des déflexions et R sur la position des pics.

b) Contribution des champs magnétiques en face arrière pour Al 3 μm

La comparaison entre les données expérimentales et les résultats issus du code de déflectométrie (CPD) en utilisant des cartes de champs simulées sont montrées en Figure :

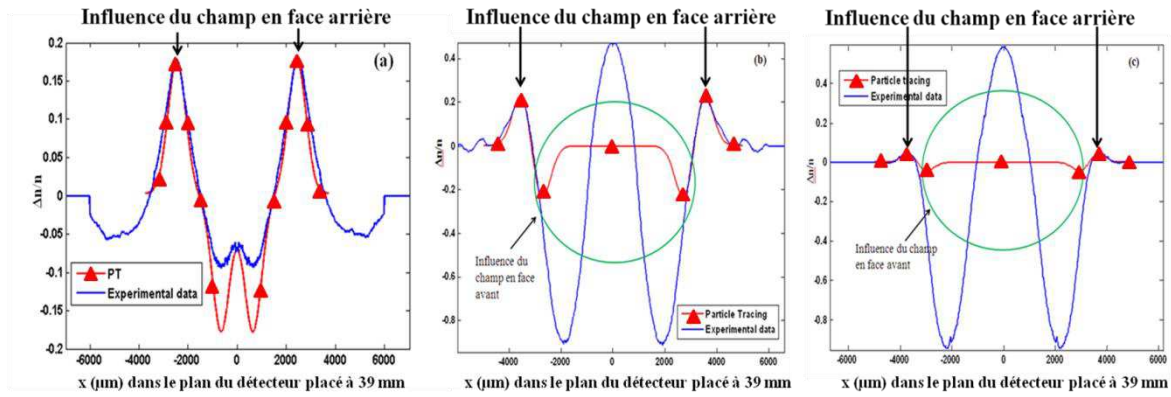


Figure 2.30 Comparaisons entre les données expérimentales et les cartes simulées pour Al 3 μm avec un champ magnétique uniquement présent en face arrière : (a) à $t=0-1$ ps, (b) à $t=4$ ps et (c) à $t=8$ ps.

Nous représentons l'évolution ainsi déduite du champ magnétique sur la face arrière d'une cible Al 3 μm (cf. Fig. 2.31.a) et le rayon de la distribution de champ R (cf. Fig. 2.31.b) au cours de l'interaction.

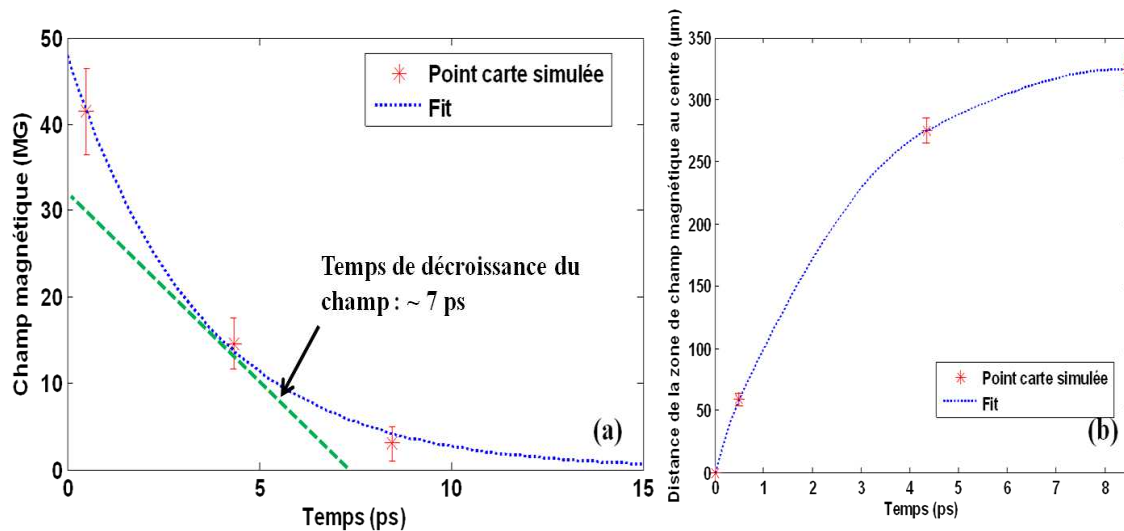


Figure 2.31 (a) Représentation de l'évolution du champ magnétique sur la face arrière avec détermination du temps caractéristique de décroissance (~ 7 ps) (b) Evolution de la longueur de champ dans la direction parallèle à la surface de la cible.

Comme nous pouvons le voir sur la Fig. 2.31.a, le champ magnétique en face arrière atteint des valeurs plus élevées ($\sim 41,5$ MG) que dans la simulation PICLS (20 MG) probablement due aux effets que nous avons expliqués dans la section V.A.2 (géométrie, effets de bords, etc ...). Le champ décroît par la suite de façon exponentielle avec un temps caractéristique de l'ordre de ~ 7 ps (cf. Fig. 2.31.a). La Fig. 2.31.b représente la longueur de champ dans la direction parallèle à la cible. Le champ est alors transporté de manière très rapide sur les premières 4 ps avec une vitesse d'environ $6 \cdot 10^7 \text{ m.s}^{-1}$.

Il est également intéressant de noter que le modèle nous permettant de calculer les temps de transition entre la phase où les électrons chauds sont dominants et la phase où l'effet thermoélectrique est dominant est en bonne adéquation avec nos mesures. La Fig. 2.31.a nous montre un champ qui devient quasi nul autour de 15-20 ps, ce qui est cohérent avec l'intervalle 14-29 ps calculé par le modèle de la section III.A.1 pour le cas d'une cible d'Al 3 μm .

c) Estimation de la résistivité en face arrière de la cible pour Al 3 μm

Les mesures présentées au cours du paragraphe précédent nous renseignent sur la résistivité de la face arrière de la cible. Le temps de diffusion du champ magnétique est de ~ 7 ps pour le cas Al alors qu'il est supérieur à 43 ps dans le cas de Au. Nous pouvons donc remonter à la valeur de la résistivité en utilisant le même modèle que celui développé dans la référence [71] :

$$\tau \sim \left(\frac{4\pi}{\eta c^2} \right) (\Delta r^2) \quad (2.23)$$

Avec τ le temps de diffusion magnétique, η la résistivité et Δr le rayon de la tache focale. Nous pouvons alors évaluer la valeur de la résistivité dans le cas d'un temps de diffusion magnétique de ~ 7 ps :

$$\eta_{Al} \sim 287 \mu\Omega.cm \quad (2.24)$$

Dans le cas de Au, l'anneau externe, signature du champ en face arrière, est encore présent à 43 ps. La résistivité sera alors $> 17 \mu\Omega.cm$.

Intéressons-nous au cas Al. H. M. Milchberg et al [72] ont mesuré la résistivité d'une cible Al. La loi empirique représentant l'évolution de la résistivité en fonction de la température des électrons qu'ils déduisent de leurs mesures est donnée par :

$$\eta(T) \sim \frac{T}{5 \cdot 10^6 + 170T^{5/2} + 3 \cdot 10^5 T} \quad (2.25)$$

Elle est représentée sur la Fig. 2.32.

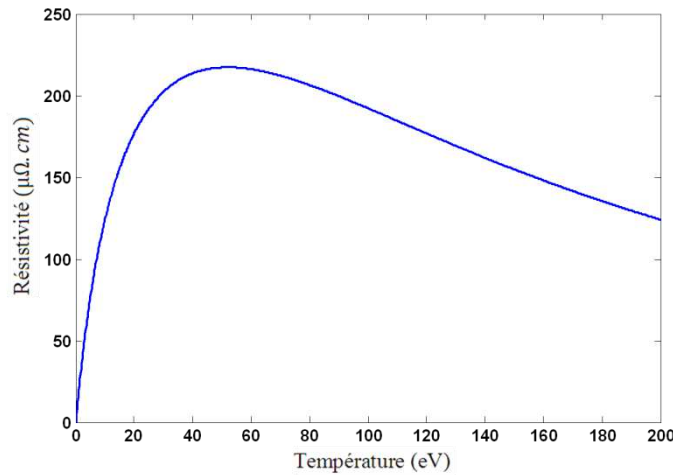


Figure 2.32 Evolution de la résistivité en fonction de la température des électrons.

L'effet de saturation de résistivité qui se produit autour de 53 eV est lié à un minimum dans le libre parcours moyen des électrons, indépendamment de la température. Cette valeur correspond, pour $T \sim 50$ eV, à 3 \AA qui est comparable à la distance interatomique dans Al. On peut alors remarquer une différence significative entre nos résultats expérimentaux et les travaux de Milchberg de l'ordre de 25-40 %. Elle peut s'expliquer par le fait que, dans notre cas, de forts champs magnétiques ($\sim 8,5$ MG en face arrière) modifient la résistivité car le libre parcours moyen des électrons est modifié. On peut alors utiliser une approximation simple [73] :

$$\eta = \eta_{sans B} \left(1 + \frac{\omega_{ce}}{\nu_e}\right) \quad (2.26)$$

avec $\omega_{ce} = qB/m$, la fréquence cyclotronique et $\nu_e = 2,91 \cdot 10^{-6} n_e \ln \Lambda T_e^{-3/2}$ la fréquence de collision. Ainsi, dans le cas d'Al, $\omega_{ce} \sim 1,5 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ pour un champ d'environ 8,5 MG et $\nu_e \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ pour une zone de densité sur dense moyenne, $n_e = 1 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ et une température d'environ 80-100 eV, la résistivité est augmentée de 30 %, ce qui coïncide avec nos mesures expérimentales.

Le transport électronique est donc fortement modifié par les champs magnétiques autogénérés. Nous reviendrons sur ce phénomène un peu plus tard.

d) Contribution des champs magnétiques en face avant pour Al 3 μm

La même procédure que dans la section V.A.3.b est adoptée ici. Cependant, nous ne nous intéressons qu'au champ en face avant de la cible. Des exemples de l'accord entre les données d'expérience et le code de défléctométrie (CPD) utilisant des cartes de champs simulées sont présentés en Fig. 2.33.

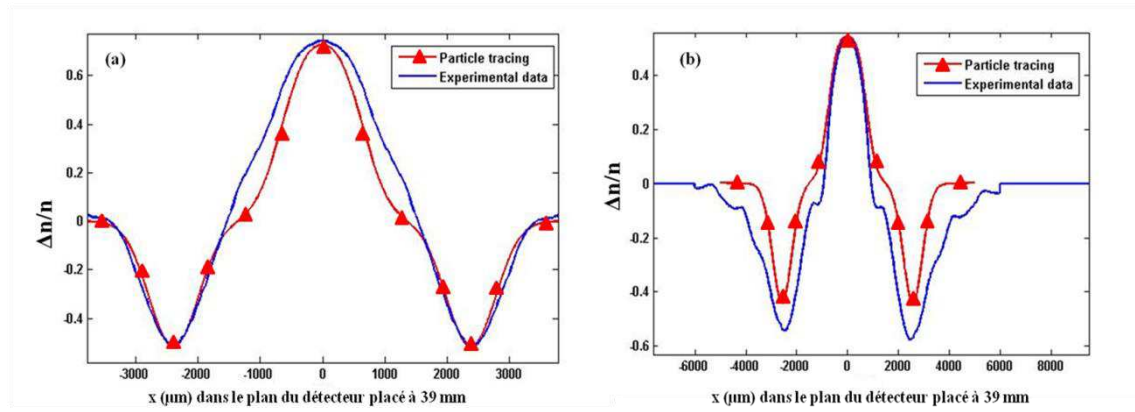


Figure 2.33 Comparaisons entre les données expérimentales et les cartes simulées au moyen du code de défléctométrie (cf. chapitre 1) pour Al 3 μm avec un champ magnétique uniquement présent en face avant : (a) à $t=13,5 \text{ ps}$, (b) à $t=20 \text{ ps}$.

L'évolution globale du champ magnétique en face avant est représentée en Fig. 2.34. On peut remarquer une valeur relativement constante sur toute notre plage de mesure d'environ 8,5 MG. Cela est en accord avec de précédentes mesures [10, 3] et notre analyse de la section III.B.

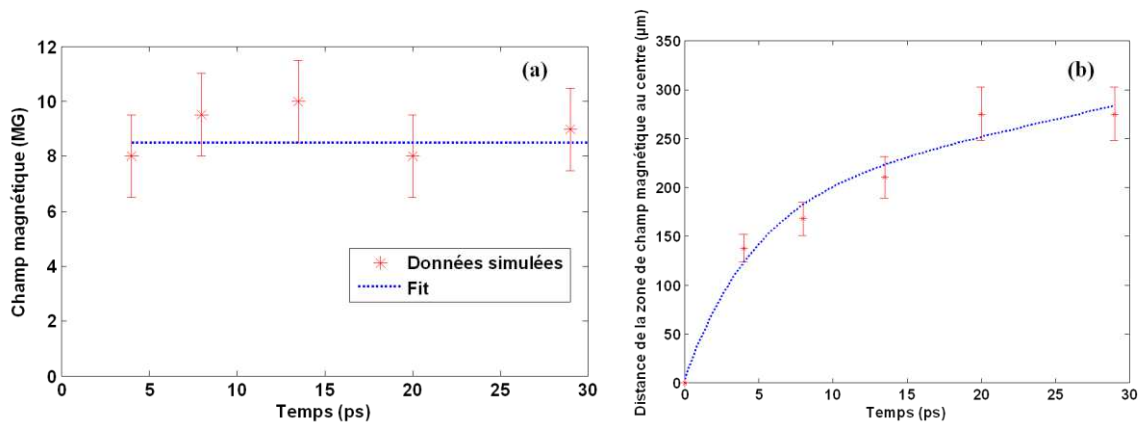


Figure 2.34 Représentation de l'évolution du champ magnétique sur la face avant (a), pour une distance par rapport au centre, c'est-à-dire au lieu où se situe la zone de champ magnétique (b).

Remarque :

Le champ magnétique reste relativement constant sur la plage de nos mesures. Ce champ induit une très forte collimation des protons et ce même pour des énergies importantes (> 10 MeV) car l'amplitude du champ magnétique reste élevée. La vitesse d'advection du champ magnétique est en revanche plus lente que sur la face arrière de la cible, d'un facteur 2 : $2,9 \cdot 10^7 \text{ m.s}^{-1}$.

4. Discussion sur le phénomène de collimation de protons observé au cours du temps

Au cours de cette section, nous allons évoquer les différents paramètres permettant l'effet de collimation magnétique que nous avons observé expérimentalement. Nous caractériserons tout d'abord la source de protons réelle et nous verrons comment l'énergie des protons incidents, dans une configuration de champ magnétique calculée au cours de la précédente section, influe sur la longueur de focalisation.

a) Principe de déflexion

Nous allons tout d'abord nous atteler à caractériser la source de protons, à savoir son étendue spatiale en face arrière de la cible ainsi que sa divergence pour une énergie de protons donnée. Ses propriétés sont importantes à connaître afin de bien comprendre comment fonctionne la collimation des protons observés expérimentalement au cours de cette partie. Nous déterminerons ensuite la zone de « meilleure concentration » des protons.

Caractéristiques de la source de protons :

Dans notre cas, le mécanisme d'accélération de protons est le TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) et est illustré en Fig. 2.35.a. Le faisceau de protons ainsi produit est laminaire et l'angle de divergence des protons dépend du ratio E/E_{max} (où E est l'énergie du proton et E_{max} l'énergie de coupure [74] cf. Fig 2.35.b). Il est également important de connaître l'élongation de la source dans la direction y sur la face arrière de la cible. Celle-ci est représentée pour différentes énergies de protons sur la Fig. 2.35.c.

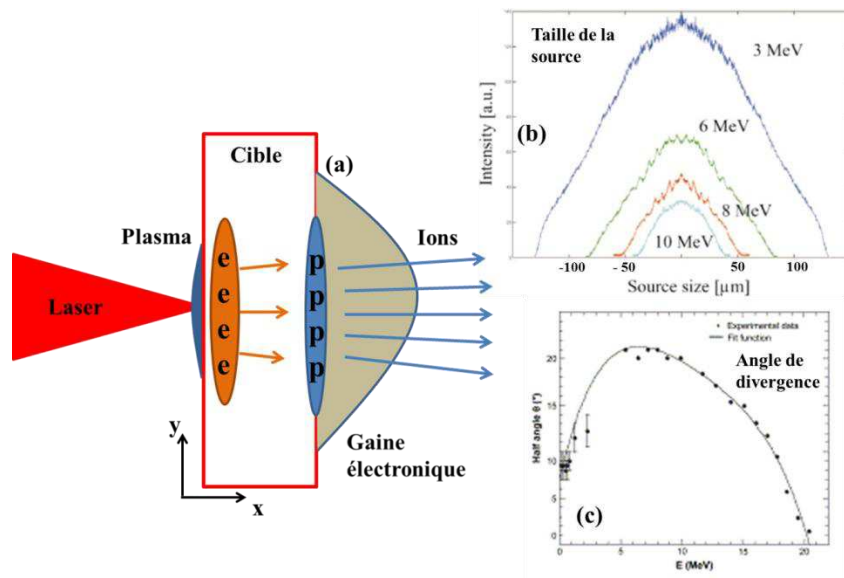


Figure 2.35 (a) Représentation schématisée de l'accélération par TNSA. (b) Extrait de [75] taille de la source de protons en face arrière de la cible pour différentes énergies de protons (c) Extrait de [74] Angle de divergence des protons en fonction de leurs énergies.

On remarque alors qu'elle est supérieure à 200 μm pour des protons de 3 MeV alors qu'elle devient légèrement inférieure à 100 μm pour des protons de 10 MeV [75]. Nous connaissons maintenant les principales propriétés de notre faisceau de protons. Nous allons dans la suite étudier le principe de déflexion magnétique.

Principe de déflexion magnétique :

Le principe de la déflexion de protons par un champ magnétique est illustré sur la Fig. 2.36 :

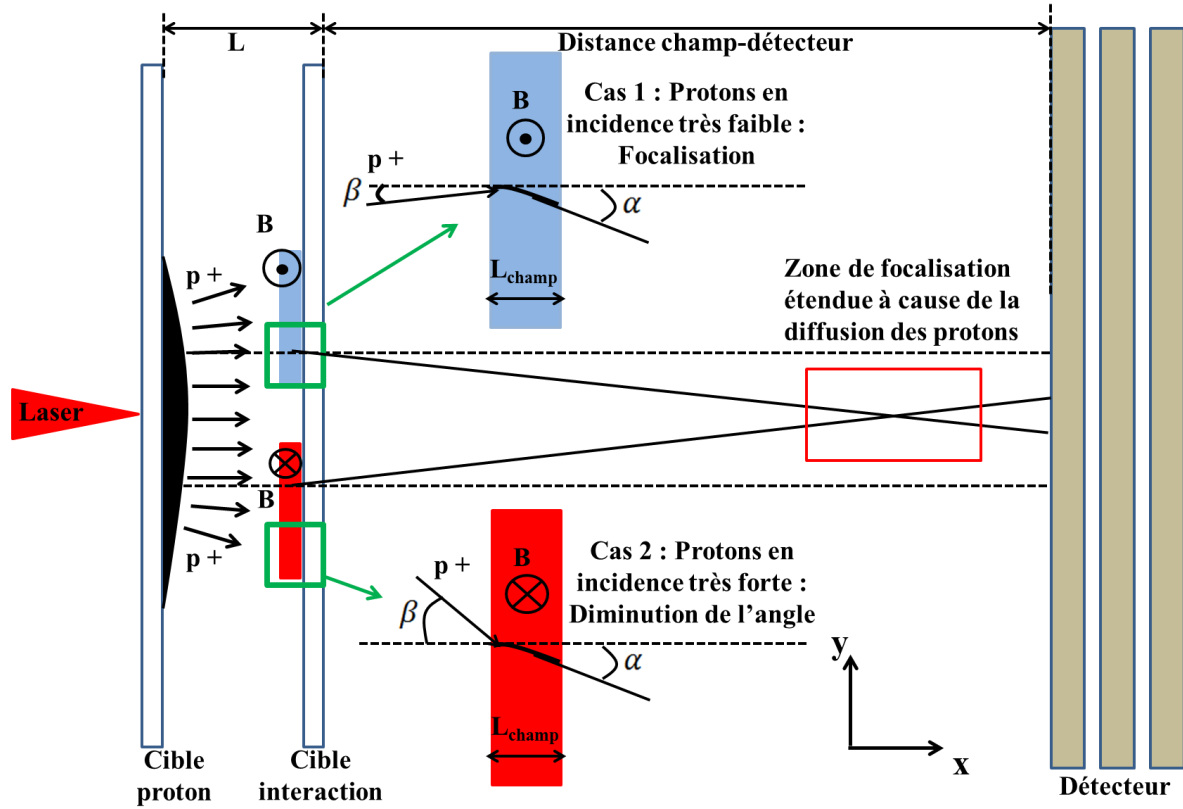


Figure 2.36 Principe de la déflexion de protons provenant de la droite avec une vitesse v_0 et traversant un champ magnétique B de longueur L_{champ} .

Afin d'expliquer ce phénomène, nous allons partir de l'équation de la dynamique où la force de Lorentz est la force agissante sur le proton :

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

Avec \mathbf{v} la vitesse du proton, m sa masse, q la charge électrique et B l'amplitude du champ magnétique. On notera par la suite, la vitesse du proton dans la direction x , v_{\parallel} et dans la direction y , v_{\perp} . On obtient alors :

$$v_{\perp \text{ final}} = v_{\perp \text{ initial}} - \frac{qB_z L_{\text{champ}}}{m}$$

Avec $v_{\perp \text{ initial}}$ la vitesse initiale dans la direction y et L_{champ} la longueur de champ magnétique B_z dans laquelle voyage le proton. Il faut donc que la condition $v_{\perp \text{ initial}} < \frac{qB_z L_{\text{champ}}}{m}$ soit remplie, afin qu'il y ait un effet de focalisation, c'est-à-dire une redirection des protons vers l'axe. En prenant par exemple

la configuration magnétique des Figs. 2.33 et 2.34 pour Al 13,5 ps, on obtient alors : $\frac{qB_z L_{champ}}{m} \sim 4,8.10^5 \text{ m/s}$. Il est donc nécessaire que $v_{\perp initial} < 4,8.10^5 \text{ m/s}$ afin d'obtenir un effet de collimation.

On remarque tout de suite que suivant la composante perpendiculaire de vitesse du proton, nous aurons soit le cas 1 de la Fig. 2.36 soit le cas 2. Ainsi pour des protons de 5 MeV, il existe un angle limite de focalisation qui se situe autour de $0,90^\circ$, puisque dans ce cas : $v_{\perp initial} \sim 4,8.10^5 \text{ m/s}$.

En principe donc, le dispositif de focalisation ne dépend que de deux paramètres :

- L'énergie du proton
- L'angle avec lequel il arrive dans la zone de champ

On remarque aussi ici que la déflexion qui peut être impartie est surtout limitée par le fait que les champs B sont surfaciques, donc que $L_{champ} \sim 5 \mu\text{m}$.

Angle de déflexion magnétique

La détermination de l'angle de déflexion magnétique α (cf. Fig. 2.36) en fonction de la longueur de champ traversée L_{champ} , l'amplitude du champ B_z et de la vitesse initiale v_{\perp} du proton prend pour expression :

$$\alpha [\text{rad}] = (B \cdot q \cdot L_{champ}) / (m \cdot v_{\perp})$$

Avec B l'amplitude du champ en Tesla, e la charge électrique, L_{champ} la longueur du champ dans la direction x, m la masse du proton et v_{\perp} sa vitesse initiale dans la direction y. On remarque tout de suite qu'il existe un angle β (cf. Fig. 2.36) limite pour lequel la focalisation des protons ne se produit plus. Cette condition est : $\beta > \alpha$. Par exemple, pour des protons d'énergie 5 MeV, et la configuration magnétique pour Al 13,5 ps (cf. Fig. 2.33 et 2.34) l'angle de déflexion α , dans le cas de protons en incidence normale dans la zone de champ magnétique est de $\alpha \sim 0,88^\circ$. Il est donc nécessaire que β , c'est-à-dire l'angle de divergence des protons, soit inférieure à $0,88^\circ$ afin qu'il y ait un effet de focalisation (cf. Fig. 2.36 cas 1). Dans le cas contraire, nous aurons seulement une diminution de l'angle de divergence (cf. Fig. 2.36 cas 2).

b) Zone de meilleure concentration

Nous avons vu au cours de la précédente section le principe de déflexion magnétique. Il nous permet, en absolu, de déterminer une « zone de meilleure concentration » qui dépend de la longueur du champ magnétique et de la vitesse $v_{\perp initial}$ du proton. Afin de calculer une zone de concentration, nous allons nous intéresser aux trajectoires des protons lorsque ceux-ci traversent la zone de champ magnétique, en prenant en compte (i) l'extension spatiale de la source à une énergie donnée (cf. Fig. 2.35.b) et (ii) leur angle de divergence (cf. Fig. 2.35.a). Un exemple pour des protons d'énergie de 3,15 et de 7,35 MeV en utilisant la configuration magnétique Al à 13,5 ps après le début de l'interaction est illustré en Fig. 2.37. Elle modélise la trajectoire de 200 protons passant au travers de cette configuration de champ et permet de collimater environ 5 % du faisceau pour des protons de 7,35 MeV (un petit peu plus pour des protons de 3,15 MeV).

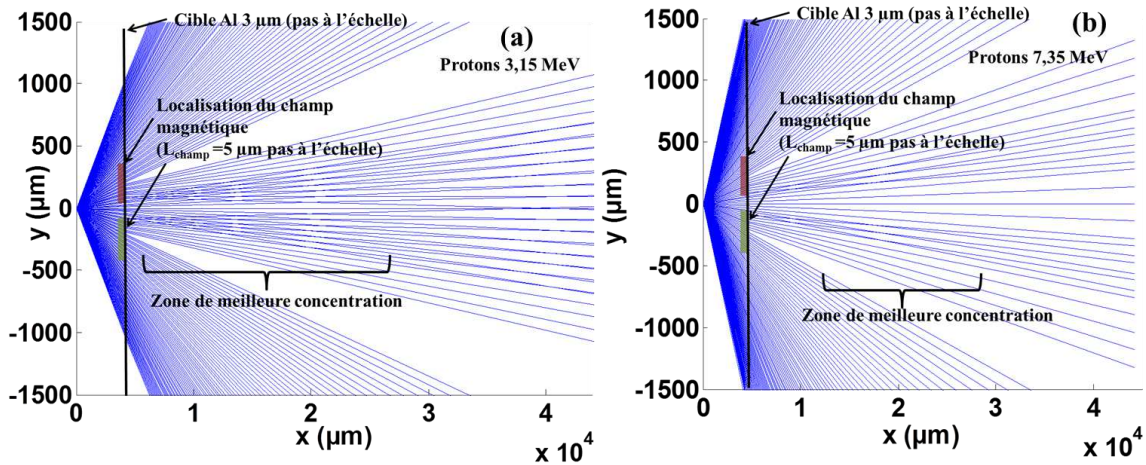


Figure 2.37 Simulation PT pour une configuration de champ magnétique calculée pour une cible Al à 13,5 ps et (a) une énergie de proton de 3,15 MeV et (b) de 7,35 MeV. La distance source-zone de champ est de 4,814 μm pour le cas 3,15 MeV et de 4,224 mm pour le cas 7,35 MeV, la longueur de champ magnétique est de 5 μm et la distance-zone de champ détecteur est de 4 cm.

Nous remarquons sur la Fig. 2.37 que la zone de meilleure concentration se situe autour de $1,6 \text{ cm} \pm 0,8 \text{ cm}$. Ainsi pour des protons de plus faibles énergies, la concentration la plus importante est obtenue pour des distances zone de champ-détecteur inférieur à 2 cm.

Nous reviendrons plus en détail sur les différentes caractéristiques du principe de lentille magnétique au cours de la section IV.

B. Structures de champs magnétiques à petite échelle reliées à l'instabilité de Weibel ou de filamentation de courant

Dans cette partie, nous allons présenter les structures observées à la périphérie de la zone de champ à grande échelle dans le cas d'un conducteur Al et d'un isolant PET. Ceci constitue la première observation directe de ces phénomènes dans des solides (une observation récente du phénomène de filamentation dans un gaz a été observée par [76]). Elle est rendue possible par l'utilisation d'un miroir plasma (MP) et d'une cible relativement fine qui permet de minimiser la diffusion des protons, en comparaison avec l'expérience de G. Sarri [3]. Nous présentons également une première tentative d'explication de ces structures.

1. Analyse des structures dans le cas d'un métal Al : filamentation du faisceau d'électrons

Nous allons tout d'abord nous intéresser au cas Al (cf. Fig. 2.38). Des structures apparaissent et évoluent à la périphérie de la zone de champ magnétique à grandes échelles.

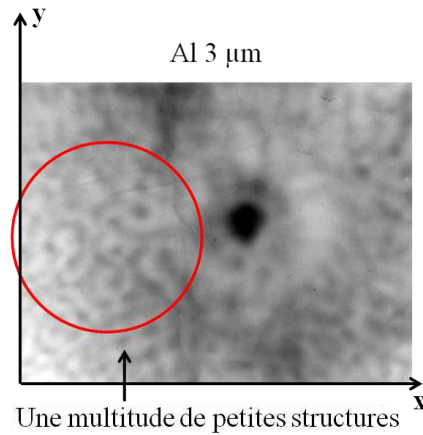


Figure 2.38 Observations expérimentales de structures magnétiques à petite échelle en périphérie de la structure magnétique à grande échelle pour Al 3 μm à 20 ps.

Ces petites structures possèdent la forme typique suivante :

- ❖ Une accumulation de protons au centre
- ❖ Une déplétion de proton encerclant la tache de protons
- ❖ Un anneau externe

Ces formes particulières pourraient être reliées à l'instabilité de Weibel (ou de filamentation du courant) qui se développe par une anisotropie de distribution de vitesse des électrons (cf. Fig. 2.39) et engendre alors la formation de multiples canaux de courants (cf. Fig. 2.39). A des temps courts, c'est-à-dire inférieurs à 8 ps, ils sont très petits $< 50 \mu\text{m}$ et très peu visibles. A partir de 8 ps, ils deviennent plus gros de l'ordre de $\sim 75\text{-}150 \mu\text{m}$ et n'évoluent presque plus jusqu'à 43 ps où ils fusionnent. Cette dynamique est en accord avec de précédentes études numériques [77] où des structures de très petites échelles se développent très peu de temps après l'interaction. La coalescence des filaments de petites échelles entraîne alors une augmentation du champ B et de leurs tailles. La stabilité des filaments dépend également de leurs tailles [78] : plus ils sont petits, moins ils sont stables.

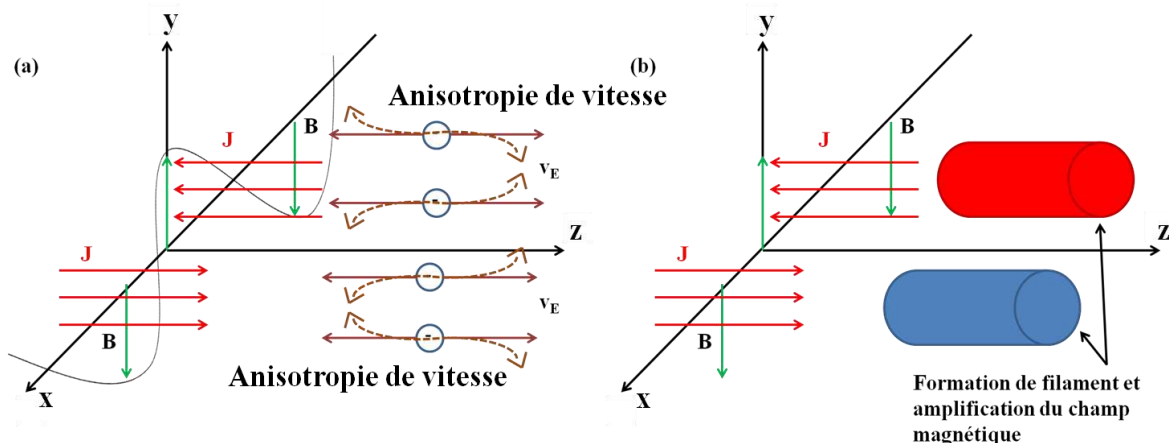


Figure 2.39 Représentation schématique de l'instabilité de Weibel ou de filamentation de courant. (a) Petite anisotropie de la distribution de vitesse des électrons (lignes pointillées), dans la direction transverse à la perturbation du champ B (b) entraînant la formation de filament et de l'amplification du champ B.

La configuration de champ permettant l'émergence de telles structures sur les RCF peut être une succession de filaments (cf. Fig. 2.40). Nous allons nous intéresser aux déflexions que subit un faisceau de protons lorsqu'il passe au travers d'une carte de champ possédant de multiples filaments (tubes magnétiques) et comparer ces résultats avec les observations expérimentales.

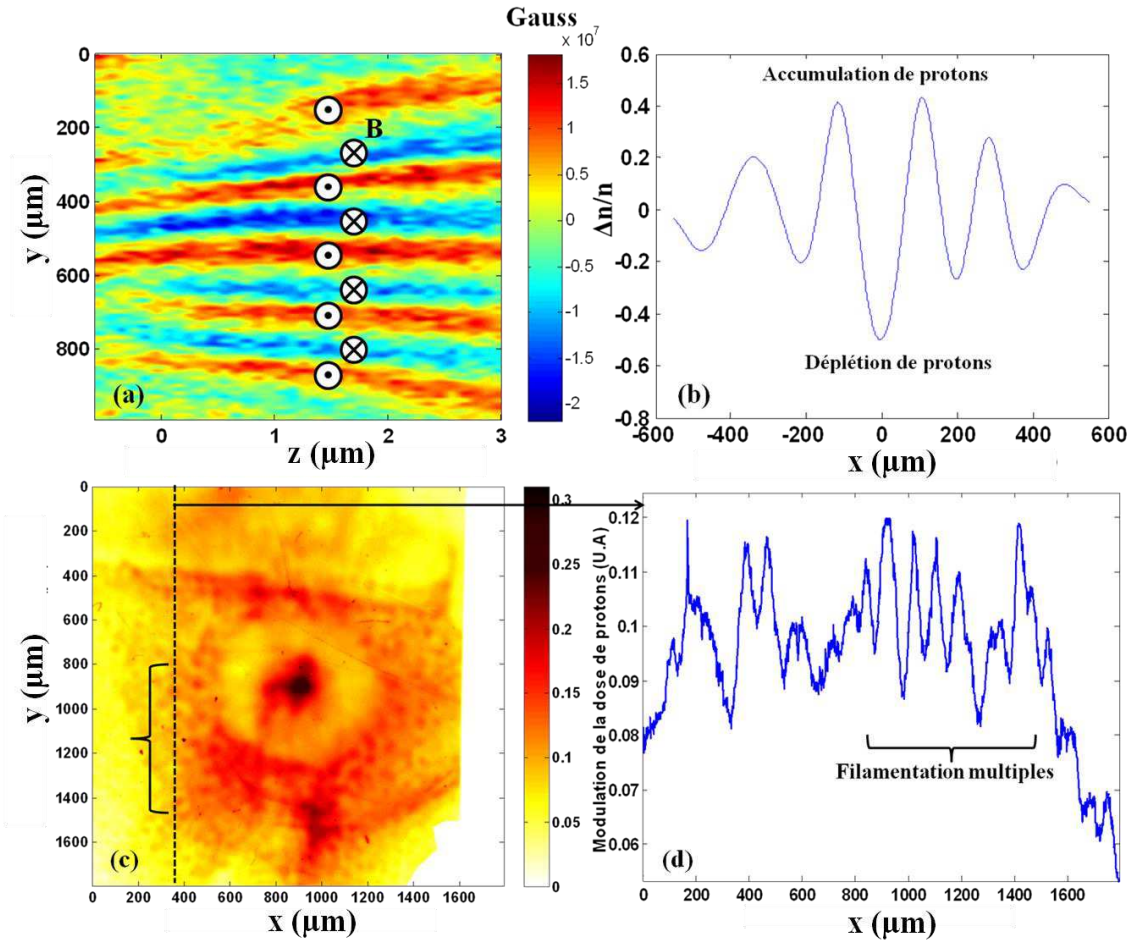


Figure 2.40 (a) Configuration de champ magnétique permettant de retrouver les déflexions observées expérimentalement, et reconstruite en prenant un champ magnétique en moyenne de 10 MG sur toute l'épaisseur de cible (3 μm) (b) déflexions correspondantes à la carte de champ (a) et (c) image expérimentale Al à 13,5 ps et (d) coupe transverse expérimentale issue de (c). Les distances des figures (b), (c) et (d) sont données au niveau de la cible, c'est-à-dire que l'on divise par le grandissement.

Les déflexions expérimentales observées (cf. Fig. 2.40.c et Fig. 2.40.d) sont bien la conséquence d'une filamentation du faisceau d'électrons. Celle-ci pourrait être imputable à l'instabilité de Weibel. En effet, en analysant plus en détail la Fig. 2.40.b on se rend compte que l'on a une succession d'accumulation et de déplétion de protons : c'est également ce qui est observé expérimentalement.

La taille typique de ces filaments est de l'ordre de 75-150 μm . Elle correspond à des champs magnétiques très importants, de l'ordre d'une dizaine de megagauss et s'étalant spatialement sur toute l'épaisseur de la cible ($\sim 3 \mu\text{m}$).

2. Observations du phénomène de coalescence : dynamique de l'instabilité de Weibel

La dynamique des filaments a été étudiée théoriquement et numériquement depuis longtemps [79] mais n'a jamais pu être observée directement. Elle peut être divisée en 3 phases bien distinctes :

1. Une phase linéaire où il y a formation de filaments et croissance du champ magnétique due au piégeage magnétique du faisceau de particules [80] qui intervient lorsque le taux de croissance linéaire de cette phase est du même ordre de grandeur que la fréquence de rebond magnétique $\omega_B = |(e_j k)(v_y B_k / c)^{1/2}|$, avec k le nombre d'onde, B_k l'amplitude du champ magnétique et v_y la vitesse des particules dans la direction y . Les particules (dans notre cas les électrons) sont alors piégées dans un potentiel magnétique.
2. Une phase non linéaire correspondant à la fusion de filaments où $I < \frac{\gamma \beta m c^3}{e}$, c'est-à-dire que l'intensité du faisceau est inférieure à la limite d'intensité d'Alfvén (I_A) [35] qui sature quand les filaments atteignent I_A .
3. Une nouvelle phase non linéaire correspondant à la fusion des filaments d'intensité $I > \frac{\gamma \beta m c^3}{e}$ et une diminution de l'énergie magnétique lorsque ceux-ci fusionnent. En effet, la fusion des filaments entraîne une baisse du courant total [81].

Les observations expérimentales nous permettent de distinguer ces trois phases :

- la première se produit entre 0 et 8 ps où il y a apparition progressive de filaments et une augmentation du champ magnétique.

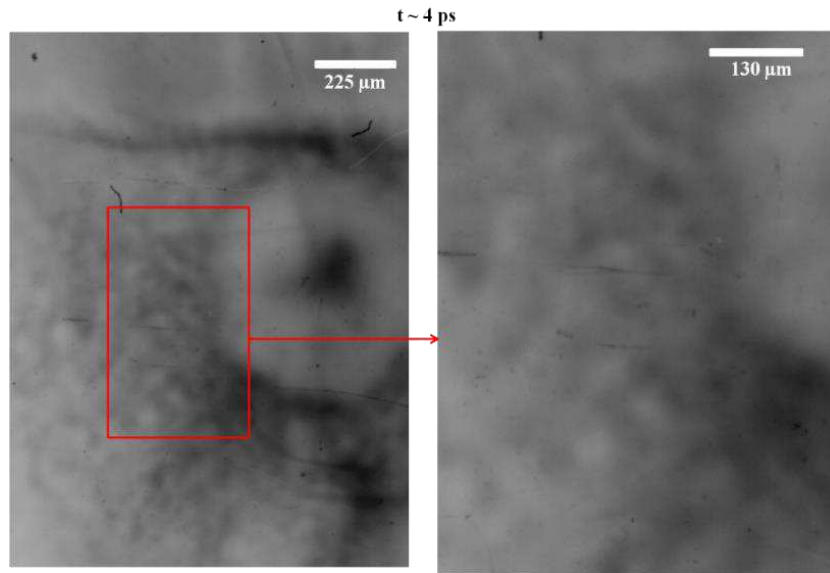


Figure 2.41 Observations expérimentales à $t \sim 4$ ps pour une cible Al.

Les observations expérimentales (cf. Fig. 2.41) ne permettent pas de déterminer une structure claire, la taille des filaments devant être trop petite, de l'ordre de $\delta_p = \frac{c}{\omega_{pe}}$ avec $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n_{back} / m}$ et n_{back} la densité de plasma électronique de fond [82, 83]. On peut seulement remarquer qu'il existe des champs magnétiques (ou/et électriques) qui modifient la trajectoire des protons. On peut alors déterminer un temps caractéristique de la phase linéaire autour de 8 ps où, normalisé à la durée d'impulsion laser, $11\tau_l$.

- La deuxième phase est visible de 8 ps à < 43 ps où le champ magnétique sature par le fait que l'intensité des filaments se trouve proche de I_A .

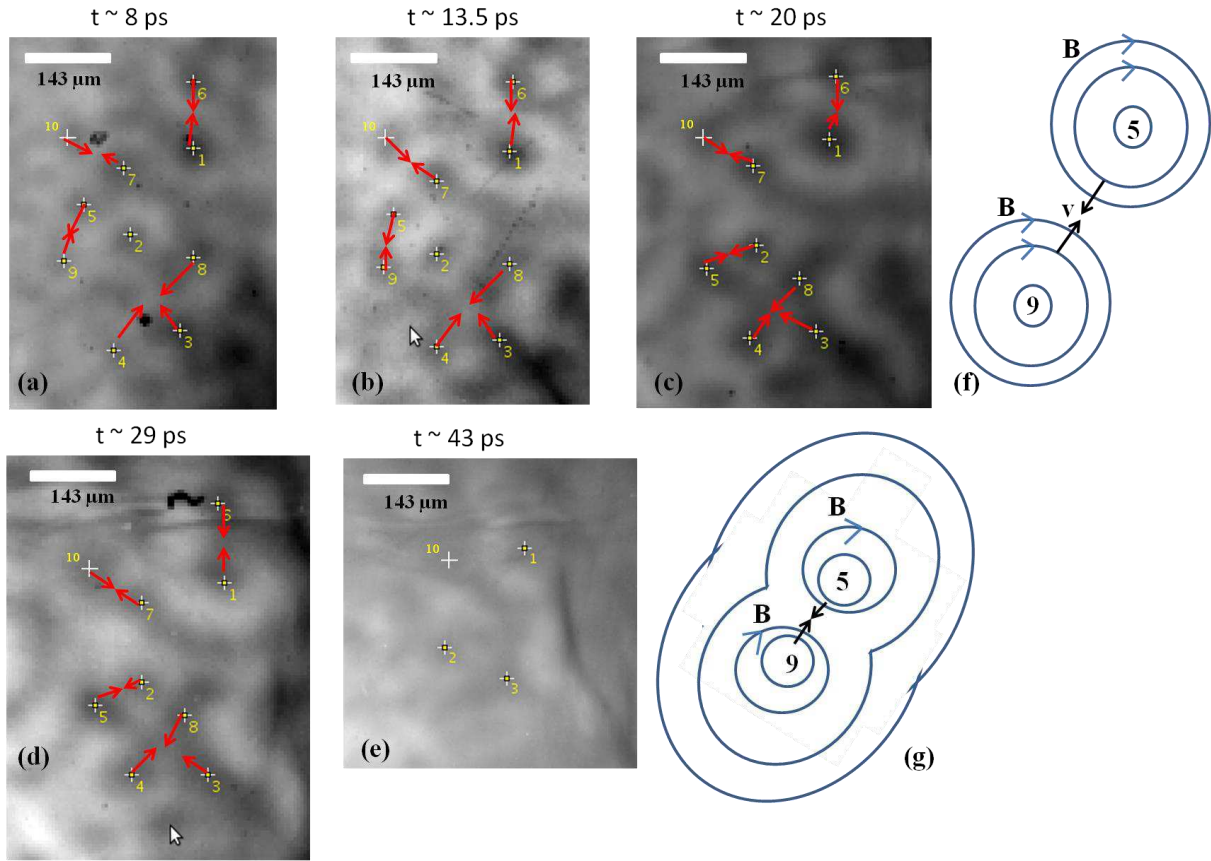


Figure 2.42 Dynamique de coalescence des filaments dans le cas de Al pour (a) 8 ps, (b) 13,5 ps, (c) 20 ps, (d) 29 ps, (e) 43 ps et représentation de la reconnexion magnétique pour les filaments 9 et 5 à (f) 8 ps et (g) 13,5 ps.

L'analyse de la Fig. 2.42 permet de déterminer une dynamique pour chaque filament. Nous ne nous intéressons ici qu'à une petite zone du RCF où chaque filament est représenté par un numéro. Avant $t < 8$ ps, nous n'observons pas de structure suffisamment claire, c'est pourquoi nous ne donnons pas de numéro de filament à la Fig. 2.41. A $t = 8$ ps le nombre de filaments est de 10. La coalescence de deux filaments (5 et 9) se produit pour la première fois autour de 20 ps, il n'en reste alors plus que 9. Entre 20 ps et 29 ps, les filaments s'attirent (10 vers 7, 6 vers 1, 5 vers 2 et 4 vers 3 et 8). A $t = 43$ ps, de nombreuses coalescences de filaments ont eu lieu. En revanche, l'amplitude du champ magnétique des structures semble s'être amenuisée.

Remarque sur l'origine des structures magnétiques :

La durée de vie relativement longue de ces champs magnétiques et par voie de conséquence des électrons chauds s'explique par le fait que seuls les électrons d'énergie supérieure à 1,5 MeV contribuent aux temps longs car ceux-ci relaxent sur des temps importants, supérieurs à 50 ps. Cela a été vérifié en utilisant le code 1D de température (cf. section III.A).

La phase 2 est plus intéressante que la précédente car elle est bien visible sur les données expérimentales (cf. Fig. 2.42). On suppose que c'est une phase de stagnation où le courant I des filaments doit être très proche de $I_A \sim \beta \gamma I_0$ où $I_0 = \frac{mc^3}{e} = 17 \text{ kA}$. Afin de montrer cet effet de stagnation, nous allons nous intéresser à la tâche d'accumulation de protons du filament 1 (cf. Fig. 2.43). La variation de dose de protons ($\Delta n/n$) est représentée pour différents temps au cours de

l'interaction. On remarque que le diamètre de cette zone est relativement constant, nous permettant d'affirmer que les champs magnétiques, responsables de ces déflexions sont dans un état stationnaire, et par voie de conséquence, que l'intensité du filament reste relativement constante durant toute la durée de cette seconde phase.

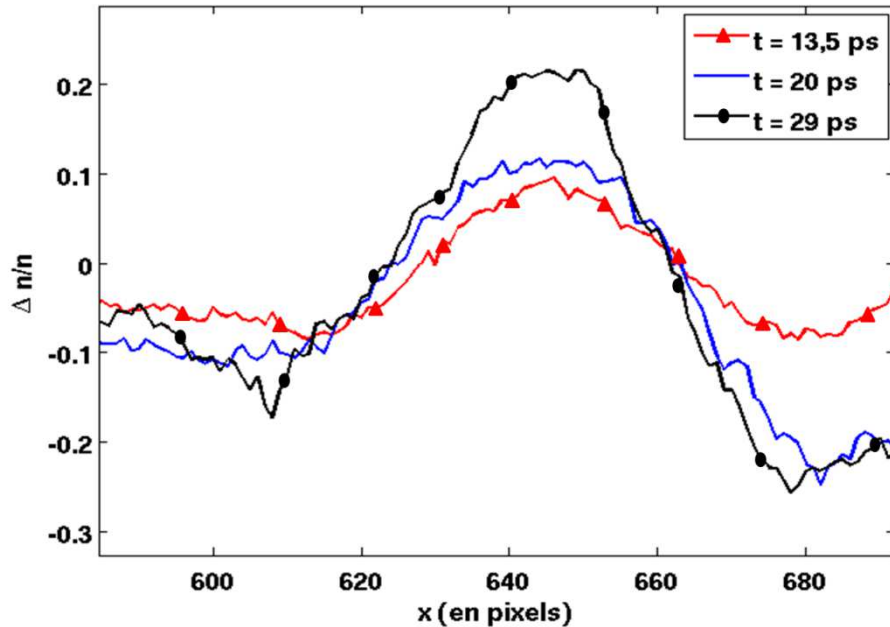


Figure 2.43 Représentation du $\Delta n/n$ en fonction de x pour la tâche d'accumulation du filament 1 (cf. fig. 2.42) et ce pour différents temps au cours de l'interaction.

- Enfin une troisième phase, à 43 ps où la coalescence des filaments entraîne une diminution du champ magnétique par diminution du courant totale lorsque deux filaments fusionnent [84].

Cette dernière phase est observée sur le dernier RCF. Les filaments ont alors fusionné et on observe une diminution drastique de la déflexion de protons reliée à un abaissement de l'amplitude du champ magnétique, mais également à une diffusion plus importante de ceux-ci, car leurs énergies sont plus faibles ($\sim 3,15 \text{ MeV}$). Cependant, la faible énergie des protons de sondage n'explique pas de manière convenable la diminution de la déflexion de protons. Il s'agit bien ici d'une diminution du courant total lorsque deux filaments fusionnent et donc par voie de conséquence du champ magnétique.

3. Discussion sur l'impact de l'instabilité de Weibel dans le transport électronique

Les zones de développement de l'instabilité se situent à la périphérie de la zone de champ magnétique à grande échelle, c'est-à-dire à plusieurs centaines de μm de la tache focale. En effet, lorsque les champs magnétiques et électriques de surface ne sont plus assez intenses pour confiner les électrons chauds à la surface de la cible, ceux-ci partent alors soit vers le vide, soit dans la cible et s'ajoutent ainsi aux électrons recirculant. L'anisotropie de la distribution de vitesse de ces électrons (cf. Fig. 2.38) permet alors l'émergence de l'instabilité de Weibel qui amplifie le champ magnétique et pourrait donner lieu aux structures que nous observons expérimentalement autour de 8 ps. On peut faire la remarque que c'est la force associée au champ électrique de surface qui doit devenir plus petite que la force associée au champ magnétique, afin que les électrons se propagent au travers de la cible. En effet, le champ électrique de surface pousse les électrons vers le vide et le champ magnétique les ramène vers la cible. Si la force associée au champ électrique devient plus faible que la force associée

au champ magnétique, les électrons sont alors injectés dans la cible, et dans le cas contraire, les électrons se propagent vers le vide.

Ces structures modifient très fortement le transport électronique latéral et longitudinal. L'effet de turbulence EMHD (instabilité de Weibel) et de champ magnétique entraîne une augmentation significative de la résistivité de la cible diminuant de ce fait la conductivité (cf. section V.A.3.c). En effet, en présence d'un champ magnétique, le libre parcours moyen des électrons est fortement augmenté car les particules effectuent des mouvements de giration le long des lignes de champs magnétiques.

Dans le contexte de l'allumeur rapide, cet effet peut être critique dans le sens où l'instabilité se développe relativement proche de la zone d'interaction à quelques centaines de μm de la zone d'interaction détruisant la propagation des électrons le long des gradients de résistivité, c'est-à-dire là où sont générés les champs magnétiques. Pour des valeurs autour de 8-10 MG, une augmentation de la résistivité de $\sim 30\%$ est observée.

4. Analyse des structures dans le cas d'un isolant : le PET

Des structures différentes du cas de Al sont observées pour un isolant, ici le PET 10 μm , mais toujours en dehors de la zone de champs magnétiques à grande échelle.

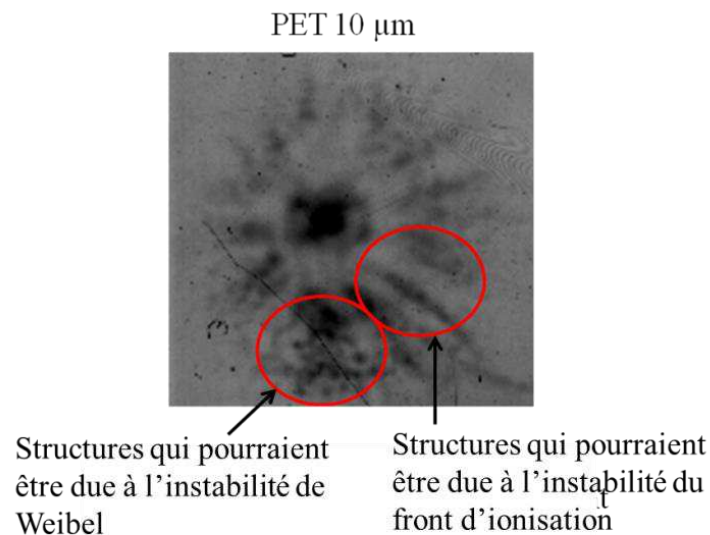


Figure 2.44 Observations expérimentales de structures magnétiques à petite échelle en périphérie de la structure magnétique à grande échelle pour une cible de PET 10 μm à 13.5 ps après le début de l'interaction.

Les structures liées probablement à l'instabilité de Weibel sont toujours présentes, mais une autre forme typique apparaît. Il s'agit de canaux de déplétion de protons s'étendant radialement, qui deviennent de plus en plus large au fur et à mesure que l'on s'écarte de la zone d'interaction (cf. Fig. 2.44) et qui pourraient être reliés à un fort champ électrique.

En ce qui concerne le cas d'un isolant, la séparation de charge sur les bords du faisceau d'électrons chauds génère un fort champ électrostatique [85] qui ionise le matériau (cf. Fig. 2.45).

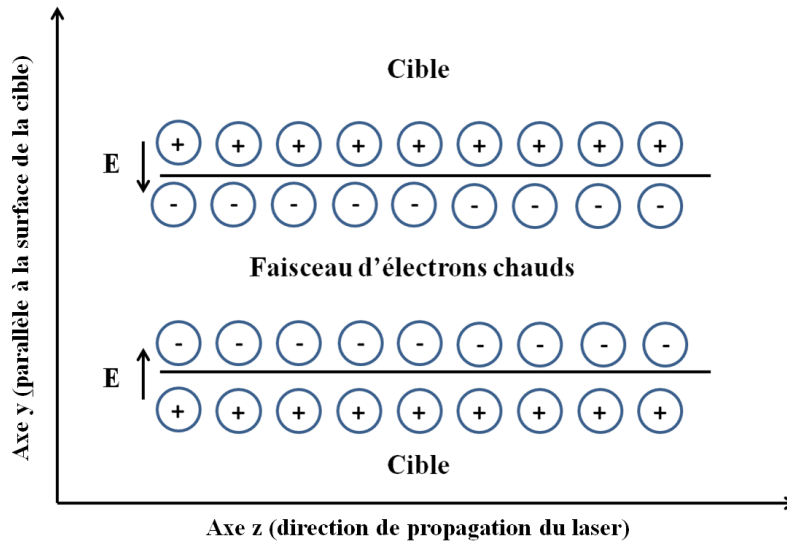


Figure 2.45 Schéma illustrant l'émergence d'un fort champ électrostatique ionisant la cible dans le cas d'un diélectrique.

Le champ électrique créé sur les bords du faisceau d'électrons chauds ionise le matériau. Ainsi les électrons libres dans la cible sont mis en mouvement et le courant de retour se développe. Au contraire du cas d'un métal, l'instabilité d'ionisation est alors produite sur les bords du faisceau, entraînant une perturbation du front d'ionisation [86]. Les électrons chauds sont alors accumulés par le champ électrostatique qui est créé par le courant de retour (cf. Fig. 2.46)

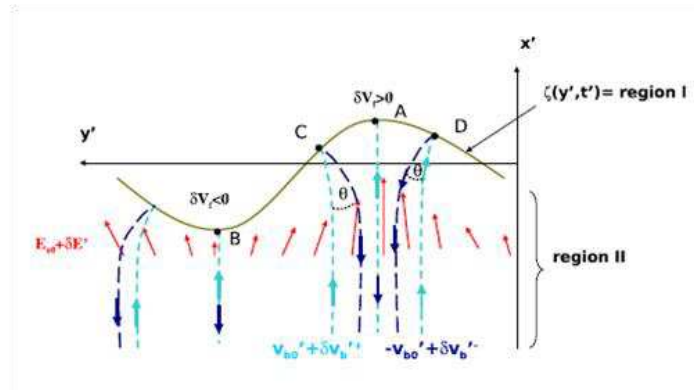


Figure 2.46 Mécanisme de l'instabilité d'ionisation conduit par le champ électrique dans le référentiel du front du faisceau, symbolisé par la ligne verte. En dessous de la perturbation du front du faisceau, c'est-à-dire dans la région II, le champ électrique $E_r' + \delta E'$ est représenté par des flèches rouges. Les électrons chauds se propageant vers le front avec une vitesse $v'_{bo} + \delta v'_b+$ sont représentés par des pointillés bleu ciel et ceux s'échappant du front avec une vitesse $-v'_{bo} + \delta v'_b-$ sont représentés par des pointillés bleu foncé. Extrait de [86].

La perturbation locale du front d'ionisation entraîne une perturbation locale en densité δn du faisceau d'électrons chauds, car leurs trajectoires sont modifiées (cf. Fig. 2.45). Par exemple, un électron arrivant au point D est réfléchi par le front ionique vers les électrons s'étant réfléchis du point A. On a donc une augmentation du courant d'électrons chauds et une perturbation du champ électrique résistif, en rouge sur la Fig. 2.46.

Ce mécanisme pourrait être une explication envisageable de l'observation de canaux de déplétion de protons dans le cas d'un diélectrique (cf. Fig 2.47).

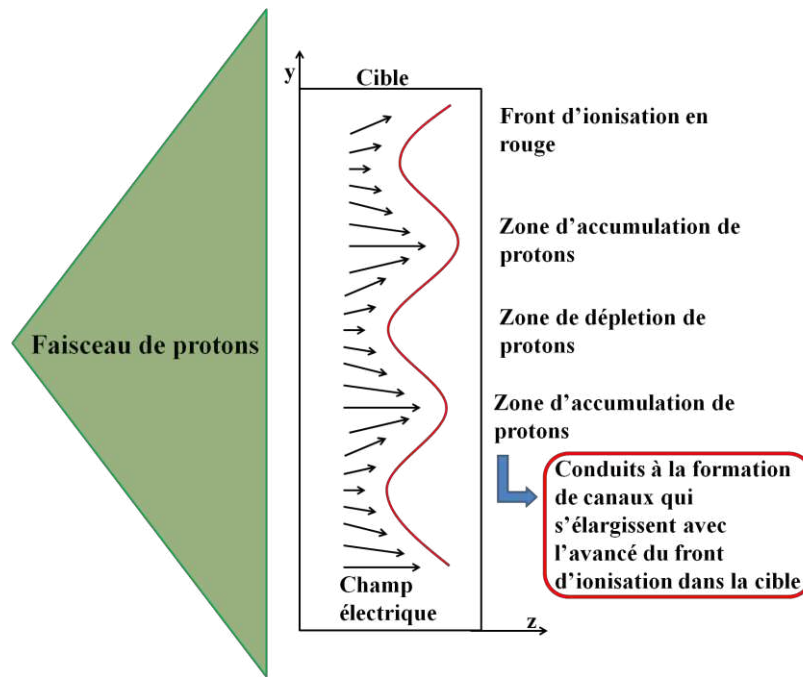


Figure 2.47 Illustration du mécanisme qui pourrait être responsable des canaux de déplétion de protons.

5. Observations de l'évolution des structures dans le cas d'un isolant : PET

La dynamique des structures est bien différente du cas métallique. En ce qui concerne les structures qui pourraient être liées à l'instabilité de Weibel, leur taux de croissance est beaucoup plus petit. En effet, il n'existe qu'un nombre restreint de filaments à $t \sim 13,5$ ps (cf. Fig. 2.48), alors qu'à 43 ps, il en existe d'innombrables, l'image étant moins claire, due à une diffusion des protons plus importante puisqu'il s'agit de protons moins énergétiques (3,15 MeV). Ainsi nous n'observons que la première phase linéaire où il y a accroissement du nombre de filaments. En revanche, la taille et les amplitudes de champ magnétique semblent être équivalentes au cas métallique, ce qui confirme un peu plus l'hypothèse selon laquelle les filaments sont bien dans une phase où leur intensité est proche de la limite d'Alfven.

L'instabilité d'ionisation, qui entraîne les structures en forme d'étoile semble ne pas varier sur toute la plage temporelle de mesure. On peut alors considérer que cette instabilité se situe dans une phase stationnaire.

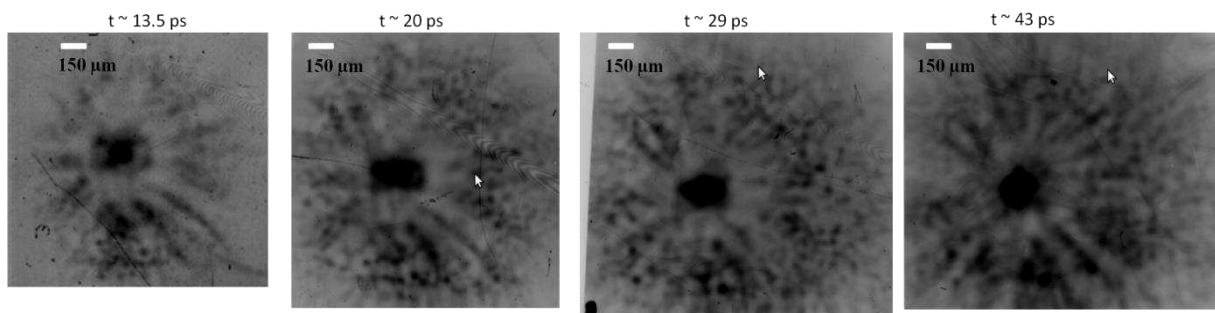


Figure 2.48 Dynamique d'évolution des structures observée expérimentalement dans le cas d'un isolant PET.

VI. Application concrète : la lentille magnétique

Revenons plus en détail sur le phénomène de collimation observé dans la zone de champs à grande échelle. L'analyse numérique ainsi que les résultats expérimentaux nous montrent une forte collimation de protons pour des matériaux à faibles Z (PET et Al) et sur des temps relativement longs (plusieurs dizaines de ps). Nous pouvons alors envisager un dispositif robuste de collimation de particules chargées et notamment de protons. Il ne s'agit ici que d'un aspect de ce qu'il est possible de faire avec ses forts champs magnétiques d'un point de vue des applications expérimentales.

A. Etat de l'art

Le faisceau de protons généré au cours de l'interaction d'un laser de haute intensité avec une cible solide par le mécanisme Target Normal Sheath Acceleration (TNSA) possède des propriétés très intéressantes, comme un très grand nombre de particules accélérées (10^{12} - 10^{13}) avec des énergies de l'ordre du MeV [87] en un temps très court (typiquement de l'ordre d'une dizaine de ps) et se propageant de façon laminaire [88]. La contrainte majeure de ce faisceau est liée à sa divergence d'environ 25° qui limite ainsi son utilisation dans de nombreux domaines. Un dispositif de focalisation ou de confinement des particules s'avère donc nécessaire. On peut évoquer par exemple, le schéma d'allumage rapide par protons qui requiert que (i) le faisceau de protons généré soit dans la gamme d'énergie désiré, (ii) qu'il maintienne un nombre de particules élevé et (iii) soit focalisé dans une tache très petite. Les études de tenue au flux d'ions dans la gamme du MeV, des parois de réacteurs de fusion par confinement magnétique nécessitent également des fluences élevées, de l'ordre de $8\text{-}20 \text{ J.cm}^{-2}$ [89], fluences qui ne peuvent être atteintes que sur peu d'installations. De nombreuses études se sont portées sur la focalisation de faisceau énergétique (protons, électrons, positrons ect ...). D'un côté, les techniques (basé principalement sur des aimants permanents, des quadrupôles, ect ...) utilisées dans les accélérateurs [90] de particules sont développées depuis les années 50 [91] où la première démonstration de focalisation d'un faisceau de protons à l'aide d'une lentille magnétostatique a été démontrée. Les limitations dans ces cas se situent au niveau du confinement du faisceau dont l'intensité est de l'ordre de 30-40 fois supérieur au cas sans dispositif de collimation et au niveau de la création du faisceau d'ions. Une approche un peu différente a été entreprise par Schollmeier [92] où un laser de haute intensité a été utilisé dans le but de créer le faisceau de protons et un système d'optique ionique constitué d'un quadrupôle d'aimants permanents a été placé en aval afin de le confiner. Malheureusement, ce schéma souffre d'une faible transmission des protons générés au travers de l'aimant (0,1 %). Il existe également d'autres études qui ont travaillées sur différents aspects comme la géométrie de la cible. L'utilisation de cibles courbées [93, 94] permet une focalisation du faisceau de protons, mais est limitée à une distance relativement faible (0,1-1 mm) de la source. Enfin, il a été montré qu'il était possible d'exploiter le fort champ électrique généré durant l'irradiation d'un cylindre millimétrique par un laser de haute intensité afin de collimater un faisceau de protons produits par laser [95]. Cependant, la géométrie de la plateforme ainsi que la faible durée de vie du champ électrique entraînent d'importantes restrictions : difficulté dans l'alignement, chromatisme.

Ici, l'utilisation des forts champs magnétiques autogénérés permet une forte collimation de particules chargées (protons). Il existe 3 paramètres permettant un tel contrôle :

- ❖ Le retard entre le faisceau générant les protons (ou ions) énergétiques et le faisceau générant le champ magnétique.
- ❖ Le matériau de la cible de génération du champ magnétique
- ❖ L'épaisseur de la cible de génération du champ magnétique

Dans cette partie, nous allons évoquer les différentes caractéristiques de la focalisation par la lentille magnétique puis une possible optimisation en vue d'applications concrètes.

B. Caractéristiques du faisceau de protons

1. Augmentation du flux de protons

Afin d'évaluer l'augmentation du flux de protons par rapport à un cas sans collimation par la lentille magnétique, une analyse fine des RCF des Fig. 2.23, 2.24 et 2.25 a été entreprise. Dans un premier temps, une évaluation du flux total de protons, sans prise en compte de la collimation est faite, c'est-à-dire que nous évaluons le flux de protons sur tout le RCF. Ce flux est alors comparé au flux calculé dans la tache de protons sur le RCF. Par exemple, dans le cas d'Al et pour un retard entre les faisceaux de 13,5 ps, un flux de $4,54 \cdot 10^8$ part/MeV/mm² est calculé sur tout le RCF sans lentille alors que le cas avec lentille occasionne un flux de l'ordre de $1,86 \cdot 10^{10}$ part/MeV/mm². C'est 41 fois plus important.

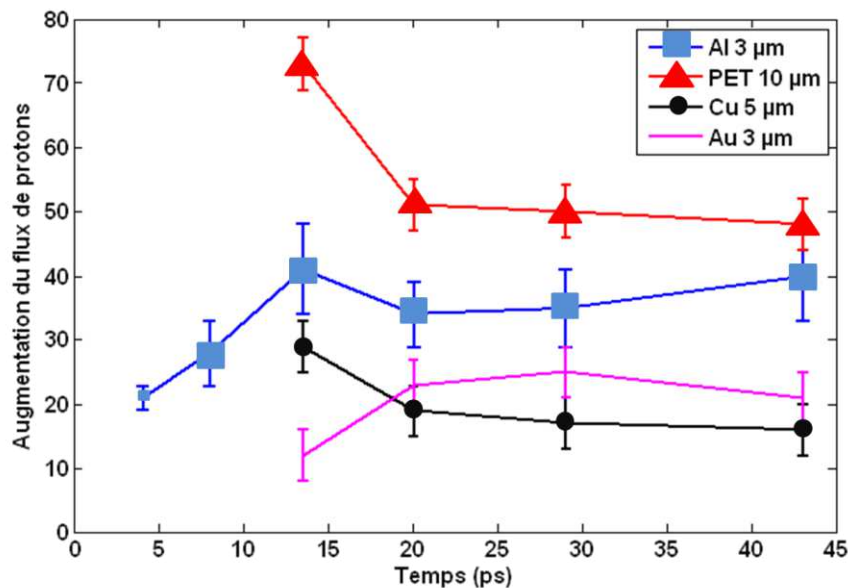


Figure 2.49 Augmentation du flux de protons à 3.9 cm de la source en fonction du temps pour 4 différents matériaux.

Un maximum dans l'augmentation du flux de protons a été observé pour une cible de PET 10 µm et un retard de 13,5 ps : il est alors de 70. Les résultats concernant Al 3 µm sont aussi intéressants puisqu'on arrive, en moyenne, et sur une plage de temps assez grande (13,5-43 ps), à avoir une augmentation du flux de protons de l'ordre de 40 (cf. Fig. 2.49).

On peut remarquer une forte dépendance de l'augmentation du flux de protons en fonction du numéro atomique du matériau. Un Z élevé entraîne une faible augmentation de l'ordre de 15-20 alors qu'à Z faible, l'augmentation est conséquente (40-70). Ceci peut être en partie expliqué par le fait que la diffusion des protons est plus importante à Z élevé qu'à Z faible. La capacité calorifique à haut Z est également plus importante amenant une transition lente entre la phase initiale et la phase d'expansion hydrodynamique. Il est donc judicieux de privilégier des matériaux comme Al ou PET, c'est-à-dire à faible Z.

2. Propagation du faisceau de particules chargées (protons) après la lentille magnétique

La propagation du faisceau de particules est un paramètre clé pour l'obtention de flux important à longues distances du dispositif de lentille magnétique. La propriété essentielle dans le cas de la génération du faisceau de protons par mécanisme TNSA [4] est l'excellente laminarité [88] dont jouit le faisceau. En effet, un faisceau laminaire satisfait deux conditions :

- ❖ Toutes les particules à une position donnée possèdent une vitesse transverse identique
- ❖ La vitesse transverse des particules est linéairement proportionnelle à la position par rapport à la symétrie de l'axe du faisceau.

Cette propriété est primordiale pour notre approche, dans le sens où, à de longues distances de la source, le faisceau est toujours confiné sur une petite surface permettant son applicabilité à de nombreux problèmes concrets.

Afin de vérifier ce concept, nous allons utiliser la configuration magnétique calculée pour une cible Al à 13,5 ps après le début de l'interaction (cf. Fig. 2.33 et Fig. 2.34) et l'utilisée dans un code particulaire (PT) nous permettant de suivre chaque trajectoires de protons.

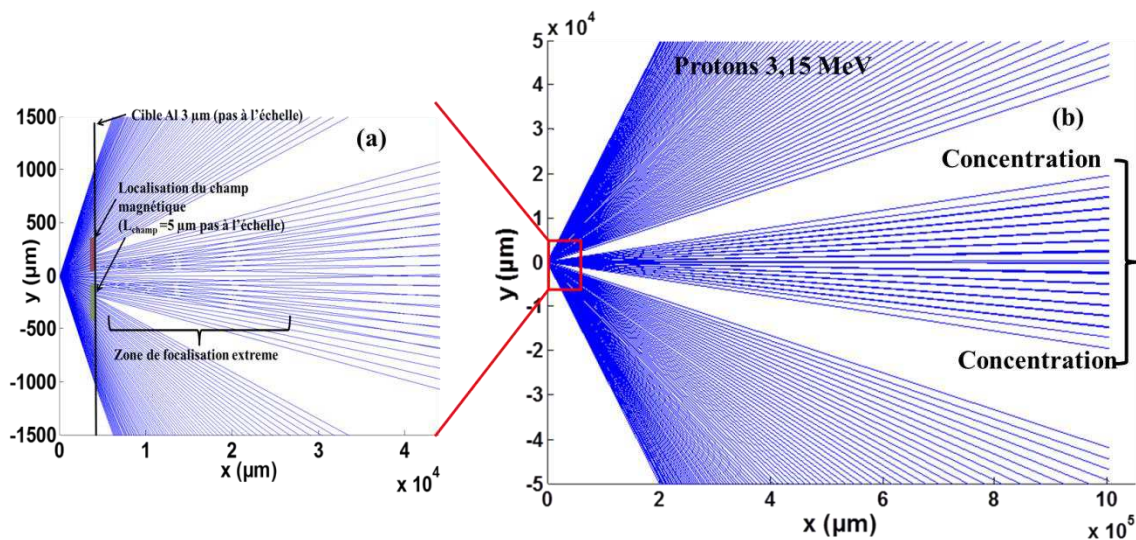


Figure 2.50 Simulation PT pour une configuration de champ magnétique calculée pour une cible Al à 13,5 ps et une énergie de proton de 3,15 MeV. . La distance source-zone de champ = 4,814 mm et la longueur de champ magnétique est de 5 μm. (a) Zoom de (b).

La modélisation de la Fig. 2.50 simule les trajectoires de 200 protons. Nous remarquons que le diamètre de concentration de protons est de l'ordre de ~ 2 cm à ~ 1 m de la zone d'interaction pour des protons de 3,15 MeV. Nous représentons également en Fig. 2.51, avec la même configuration que pour la Fig. 2.50, la trajectoire de protons d'énergie plus élevée 7,35 MeV.

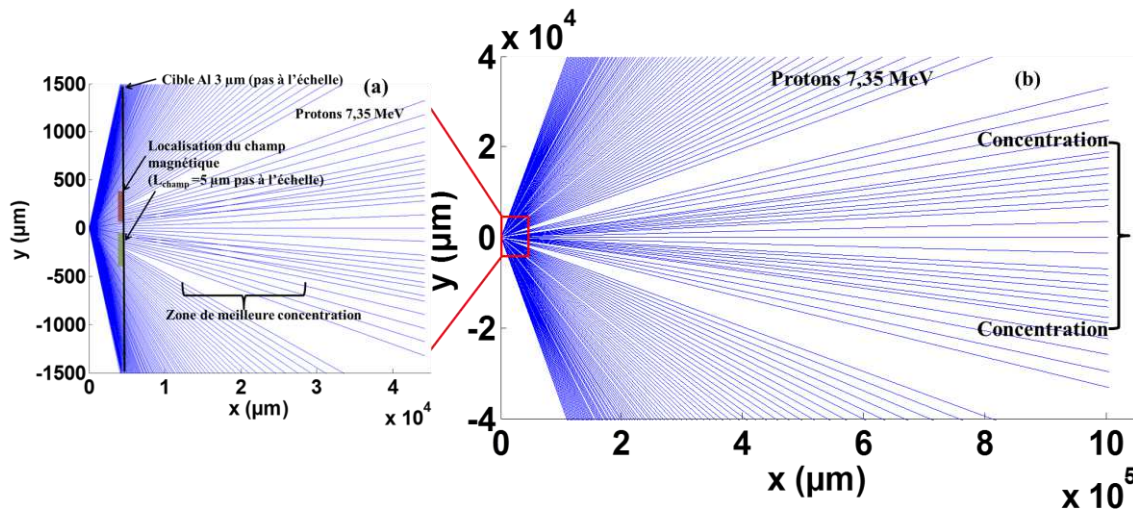


Figure 2.51 Simulation PT pour une configuration de champ magnétique calculée pour une cible Al à 13,5 ps et une énergie de proton de 7,35 MeV. . La distance source-zone de champ = 4,224 mm et la longueur de champ magnétique est de 5 μm. (a) Zoom de (b).

Le cas de la Fig. 2.51 est légèrement différent de la Fig. 2.50 dans le sens où nous n'observerons pas sur un détecteur placé à 1 m une tache uniforme mais plus un anneau avec néanmoins une forte concentration de protons au centre de l'anneau. En revanche le diamètre de la zone de forte accumulation de protons pour une énergie de protons de 7,35 MeV est de ~ 4 cm à 1m. Cette différence peut être expliquée par le fait que la distance source-zone de champ n'est pas optimisée pour des protons de 7,35 MeV alors qu'elle l'est plus ou moins pour des protons de 3,15 MeV

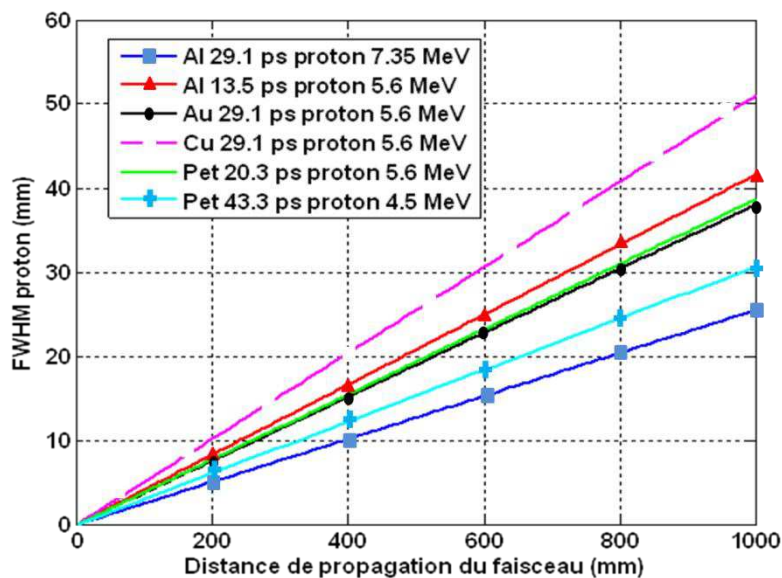


Figure 2.52 FWHM des protons en fonction de la distance de propagation du faisceau pour différents matériaux en fonction du temps de sondage des protons au cours de l'interaction.

La FWHM des protons à une distance de 1m pour une cible de Al 3 μm, dans le cas d'un retard entre les faisceaux de 29 ps, est de ~ 25 mm pour une énergie de protons de 7,35 MeV (cf. Fig. 2.52) en supposant que le faisceau de protons demeure laminaire après la lentille magnétique. Pour un faisceau non collimaté par la lentille magnétique, la taille théorique est d'environ 750 mm. On obtient donc une diminution de la surface d'un facteur 900 dans ce cas.

En conclusion, le dispositif de lentille magnétique présente un intérêt certain pour propager un faisceau de protons énergétiques collimatée où il est observé (cf. Fig. 2.52) une diminution drastique du diamètre de la tache de protons à longue distance du dispositif. Un bémol toutefois est qu'afin que ce phénomène fonctionne, il est très important d'avoir un faisceau de protons laminaire et d'optimiser la distance source-zone de champ pour une énergie de protons donnée sinon on peut se retrouver dans une configuration où la tâche d'accumulation de protons ressemblera plus à un anneau.

C. Optimisation du dispositif

Nous allons maintenant nous intéresser à l'optimisation du dispositif déjà existant. Pour ce faire, la distance source de protons-zone de champ D_{s-z} semble être un paramètre intéressant. En effet, il existe une distance optimisée permettant de maximiser le nombre et la collimation des protons traversant la zone de champ (cf. Fig. 2.53.a) Afin d'être cohérent avec les données expérimentales, la configuration de champ choisie est celle qui correspond aux déflexions mesurées (cf. Fig. 2.30.a) pour Al à 13,5 ps (cf. Fig. 2.33 et 2.34). La distance entre la source et la zone de champs magnétiques est alors variée et nous enregistrons, sur un détecteur placé à 4 cm, les déflexions subites par les protons.

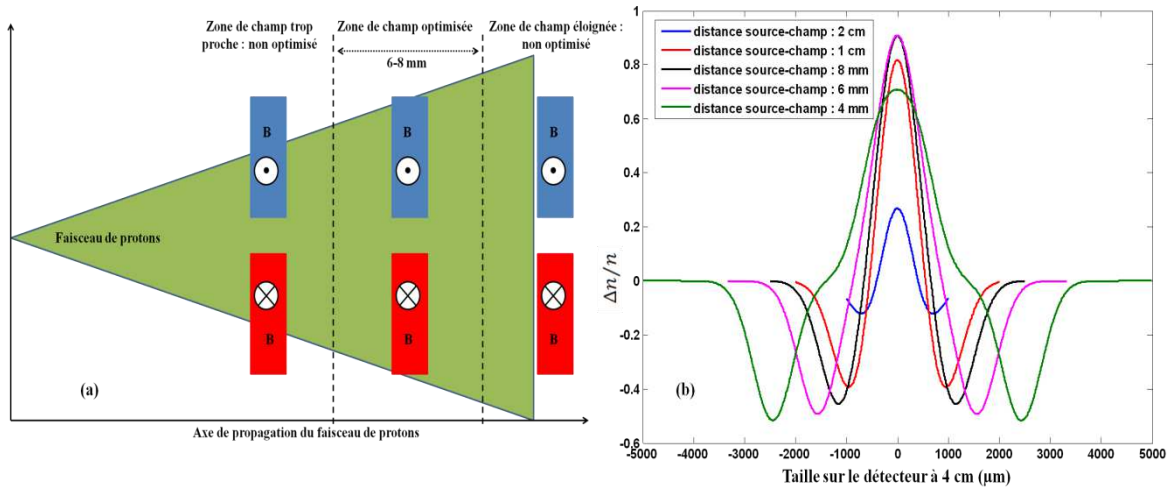


Figure 2.53 (a) Représentation schématique de l'optimisation de la distance source-champ (b) Simulations de la variation de densité $\frac{\Delta n}{n}$ en fonction de la distance source-champ pour la configuration de champ Al à 13,5 ps et des protons de 7,35 MeV.

L'analyse de la Fig. 2.53.b nous montre une optimisation du dispositif pour une distance source-champ d'environ 8 mm : à la fois l'amplitude des déflexions et le diamètre de la tache de protons sont améliorés, et ceci pour des protons d'énergie 7,35 MeV. Les caractéristiques pour $D_{s-z} > 1$ cm, commencent doucement à se dégrader notamment pour ce qui est du nombre de protons focalisés. A $D_{s-z} < 6$ mm, c'est le diamètre de la tache de protons focalisés qui augmente, induisant une diminution progressive de l'amplitude des déflexions. La zone idéale se situe donc autour de :

$$6 \text{ mm} < D_{s-z} < 10 \text{ mm} \quad (2.27)$$

Pour $D_{s-z} = 8 \text{ mm}$, le diamètre de la tache de protons focalisés est $\sim 800 \mu\text{m}$ alors qu'à 4 mm il est $\sim 1200 \mu\text{m}$. Il est donc réduit d'environ 33 %. Le flux de protons qui en résulte est alors multiplié par un facteur 2,25 par rapport à $D_{s-z} = 4 \text{ mm}$ et nous amène à un gain de flux de protons par rapport au faisceau naturellement divergent de l'ordre de 100.

Différentes optimisations du dispositif sont disponibles :

Nous allons repartir de la configuration magnétique issue de la Fig. 2.33 et 2.34 pour Al 13,5 ps après le début de l'interaction et montrer comment le dispositif peut être optimisé en fonction des attentes des utilisateurs (forte concentration de protons, petite tâche focale de protons, propagation de protons collimatés à forte distance de la zone d'interaction, etc ...). Ainsi, nous représentons pour deux distances source-zone de champ (8 et 12 mm), les trajectoires de protons d'énergie 7,35 MeV en Fig. 2.54.

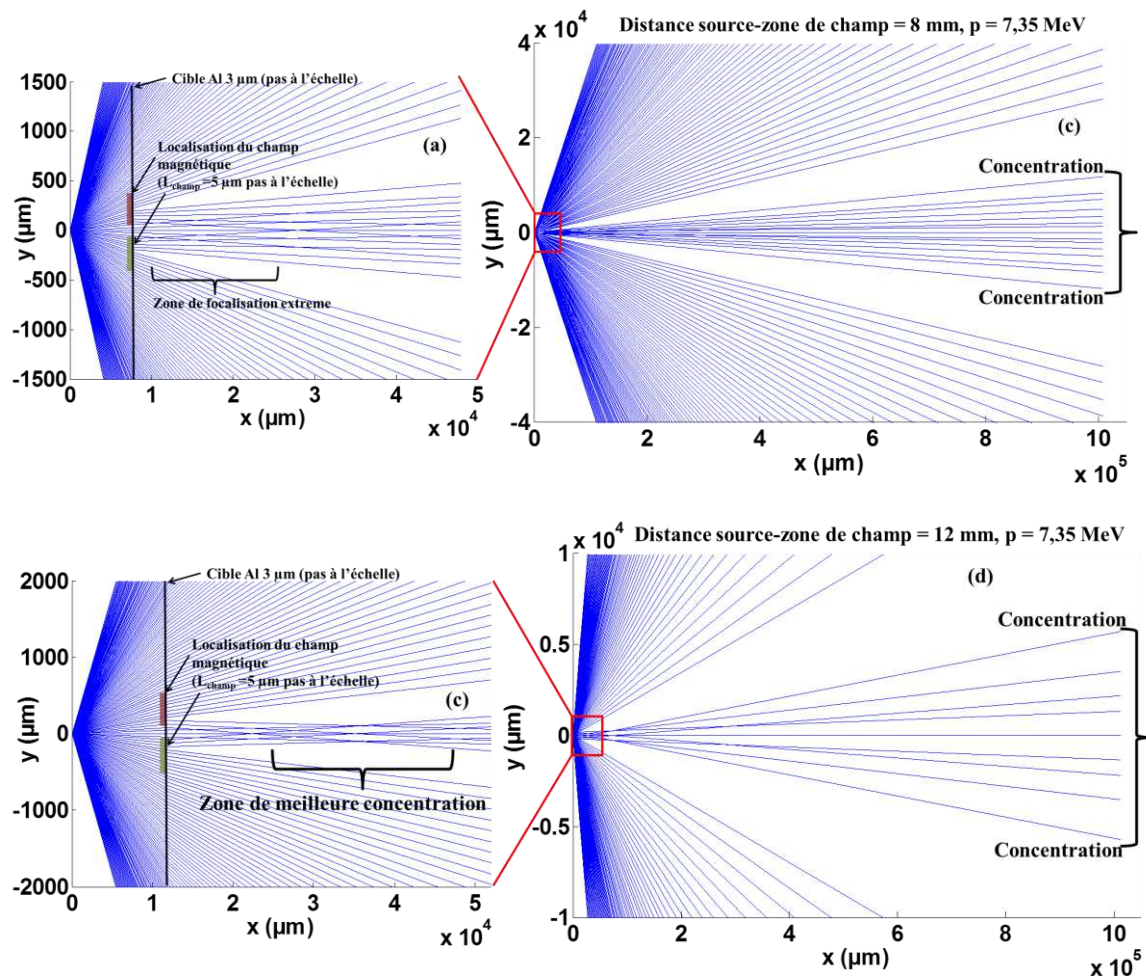


Figure 2.54 Simulation PT pour une configuration de champ magnétique calculée pour une cible Al à 13,5 ps et une énergie de proton de 7,35 MeV. (a) La distance source-zone de champ = 8 mm et la longueur de champ magnétique est de 5 μm (b) propagation du faisceau à ~ 1 m de la zone de champ. (c) La distance source-zone de champ = 12 mm et la longueur de champ magnétique est de 5 μm (d) propagation du faisceau à ~ 1 m de la zone de champ.

Nous remarquons que dans le cas où la distance source-zone de champ est de 8 mm (cf. Fig. 2.54.a et Fig. 2.54.b), le nombre de protons est optimisé ainsi que le diamètre de la tâche focale à 4 cm de la zone de champ en accord avec ce que nous avons expliqué précédemment, entraînant une augmentation de flux conséquente (~ 100). Le diamètre de la tâche focale à 1m est également optimisé. En augmentant la distance entre la source et la zone de champ (12 mm), on remarque un comportement différent. Dans ces conditions, une partie plus faible du faisceau de protons est focalisée mais la tâche focale à ~ 2 cm de la zone de champ est beaucoup plus petite ($\sim 200 \mu\text{m}$). En

revanche la propagation du faisceau focalisé n'est pas bonne entraînant une augmentation de flux à 1 m très faible comparé au cas de la Fig. 2.54.b.

L'effet de lentille magnétique est donc adaptable à ce que recherche son utilisateur. Par exemple pour des protons de 7,35 MeV, si on souhaite une petite tache focale très proche de la zone de champ avec une augmentation de flux relativement faible, une distance source-zone de champ supérieur à 1 cm est à privilégier. En revanche, si l'on souhaite propager le faisceau sur de longue distance et obtenir une augmentation de flux de protons importantes il est préférable que $D_{s-z} = 8 \text{ mm}$.

Extension du dispositif pour des énergies de protons plus importantes :

Ce dispositif possède également la faculté d'être étendu à des énergies de protons beaucoup plus importantes car le facteur collimateur (cf. section V.A.4) est indépendant de l'énergie des protons. En revanche, dans l'optique d'avoir un effet de collimation, il existe un angle de divergence limite des protons (pour 200 MeV de $0,15^\circ$). La Fig. 2.55 montre l'effet de collimation pour des protons de 200 MeV, une source placée à $\sim 8 \text{ cm}$ de la zone de champ et un angle de divergence du faisceau de l'ordre de 2° .

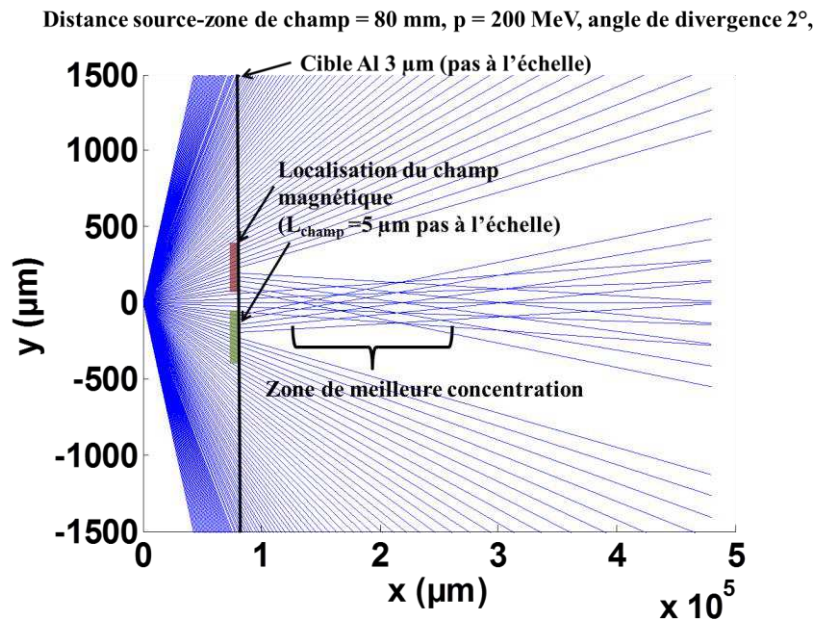


Figure 2.55 Simulation PT pour une configuration de champ magnétique calculée pour une cible Al à 13,5 ps et une énergie de proton de 200 MeV. (a) La distance source-zone de champ = 80 mm, la divergence du faisceau est de 2° et la longueur de champ magnétique est de 5 μm .

La Fig 2.55 nous montre alors une focalisation de protons d'énergie 200 MeV à environ 10 cm de la zone de champ magnétique. Encore une fois, le dispositif est adaptable suivant les spécifications exigées par l'utilisateur et les caractéristiques du faisceau à 200 MeV. Mais ce dispositif paraît prometteur dans de nombreux domaines, notamment la thérapie par protons qui exigent de contrôler la divergence du faisceau de protons.

VII. Conclusion et Perspective

L'étude des champs magnétiques autogénérés au cours de l'interaction d'un laser haut contraste, haute intensité avec une cible solide fine à incidence faible ($< 45^\circ$) permet de mettre en évidence deux échelles de structures magnétiques :

- ❖ une grande, de l'ordre de 0.5-1 mm, localisée autour de la tache focale
- ❖ une petite qui se décompose en une multitude de filaments et est située à la périphérie de la zone de grande échelle.

La zone de champ à grande échelle nous permet d'envisager un dispositif compact et robuste afin de collimater des faisceaux énergétiques de particules chargées. Nous avons vu que des configurations de champs magnétiques pertinentes existent et permettent d'atteindre des augmentations de flux de 40-50 suivant le matériau utilisé et sur une plage de temps longs (~ 40 ps). En modifiant légèrement le montage expérimental, c'est-à-dire la distance entre la source de protons et la zone de champs magnétiques, on arrive même à des moyennes d'augmentation de flux de protons de l'ordre de ~ 100 fois. Ces faisceaux peuvent aussi être transportés de la sorte très loin de la source à cause des propriétés du mécanisme d'accélération de protons (laminarité du faisceau créée par TNSA) et alors servir dans une variété d'applications. Il est néanmoins nécessaire de disposer de deux impulsions laser très courtes et énergétiques, dont une à très haut contraste.

L'influence des champs magnétiques autogénérés à petites échelles, que l'on peut vraisemblablement relier à des instabilités, est significative sur le transport électronique à des distances de 0.5-1 mm de la zone d'interaction. Dans le contexte de l'allumeur rapide, ces instabilités peuvent devenir un problème, réduisant l'efficacité du dépôt d'énergie par les faisceaux d'électrons rapides au centre de la capsule de DT.

Dans un contexte plus général, l'utilisation des champs magnétiques autogénérés au cours de l'irradiation d'un laser ultra haute intensité avec une cible solide semble être un moyen efficace, robuste et adaptable à une variété de problèmes afin de confiner un faisceau de particules car les amplitudes de champs générés sont très importantes. En comparaison, les champs magnétiques les plus intenses capables d'être produits à ce jour se situent autour de 20 MG (2000 T) mais ne proposent clairement pas une géométrie utile afin d'être exploités dans un contexte d'expérience à haute énergie. Dans les accélérateurs de particules, il est d'usage d'utiliser un aimant quadropôle permanent. Le champ magnétique produit de l'ordre de 24 T sert alors de moyen de focalisation des particules [96]. On peut remarquer que c'est largement en dessous de ce qui a été montré au cours de ce chapitre. Ainsi, la voie offerte par cette analyse permettrait de très forts confinements de particules chargées par des champs magnétiques supérieurs à 10 MG, c'est-à-dire environ 20 millions de fois plus intenses que le champ magnétique terrestre et plus de 40 fois supérieur à ce qui se fait dans des accélérateurs de particules. La seule contrainte est de disposer d'un faisceau laser de haute intensité et à très bon contraste couplé à un accélérateur de particules afin de confiner efficacement les particules chargées.

Il existe une variété d'applications utilisant ces forts champs magnétiques. On peut par exemple évoquer l'idée de confiner des particules chargées, non seulement des protons, mais également des électrons, positrons ou toutes autres particules chargées. En effet, en incidence normale la phase initiale de génération de champs magnétiques par les électrons chauds sert à collimater des particules chargées négativement alors que la phase d'expansion hydrodynamique sert à collimater des particules chargées positivement. On peut également inverser le dispositif afin d'inverser les effets de champs magnétiques. Ces forts champs magnétiques peuvent également servir à aligner le moment magnétique de particules chargées (spin).

En incidence oblique (70°), les champs magnétiques et électriques peuvent servir à l'accélération éventuelle d'électrons le long de la face avant d'une cible solide, si la fréquence d'oscillation de l'électron le long de la surface est excitée de façon résonante par la fréquence du laser réfléchi [37].

Références

-
- [1] R. J. Mason and M. Tabak, Phys. Rev. Lett **80**, 524 (1998)
 - [2] U. Wagner et al., Phys. Rev. E **70**, 026401 (2004)
 - [3] G. Sarri et al., Phys. Rev. Lett. **109**, 205002 (2012)
 - [4] S. C. Wilks et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 1383 (1992)
 - [5] A. R. Bell et al., Phys. Rev. E **48**, 2087 (1993)
 - [6] R. N. Sudan Phys. Rev. Lett **70**, 20 (1993)
 - [7] P. Koldner and E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett **43**, 1402 (1979)
 - [8] E. S. Weibel, Phys. Rev. Lett **37**, 1158 (1959)
 - [9] D. A. Tidman et R. A. Shanny Phys. Fluids **17**, 1207 (1974)
 - [10] M. Borghesi et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 112 (1998)
 - [11] M. Tabak et al., Fusion Sci. And Tech. **49**, 254 (2006)
 - [12] M. Roth et al., Phys. Rev. Lett **86**, 436 (2001)
 - [13] M. Temporal et al, Phys. Plasmas **9**, 3098 (2002)
 - [14] X. H. Yang et al., Phys. Plasmas **19**, 062702 (2012)
 - [15] J. Fuchs et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 255002 (2003)
 - [16] S. V. Bulanov, Phys. Lett. A **299**, 240 (2002)
 - [17] I. Spencer, Nucl. Instr. And Meth in Phys. Res. B **183**, 449 (2001)
 - [18] S. Fritzler, Appl. Phys. Lett. **83**, 3039 (2003)
 - [19] M. Tatarakis et al., Nature **415**, 280 (2002)
 - [20] T. Tajima and J. M. Dawson Phys. Rev. Lett **43**, 267 (1979)
 - [21] W. Schumaker et al., Phys. Rev. Lett **110**, 015003 (2013)
 - [22] G. Sarri et al., Phys. Rev. Lett. **109**, 205002 (2012)
 - [23] J.P Freidberg et al., Phys. Rev. Lett. **28**, 795 (1972)
 - [24] F. Brunel, Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987)
 - [25] J. D. Lindl and P. K. Kaw, Phys. Fluids **14**, 371 (1971)
 - [26] D. W. Forslund et al., Phys. Rev. Lett. **39**, 284 (1977)
 - [27] C. P. DeNeef and J. S. DeGroot, Phys. Fluids **20**, 1074 (1977)
 - [28] K. Estabrook et W. L. Kruer, Phys. Rev. Lett. **40**, 42 (1978)
 - [29] S.C Wilks et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 1383 (1992)
 - [30] M. G. Haines et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 045008 (2009)
 - [31] F. N. Beg et al, Phys. Plasmas **4**, 447 (1997)
 - [32] A. G. MacPhee et al., Rev. Sci. Instrumm. **79**, 10F302 (2008)
 - [33] H. Chen et al., Phys. Plasmas **16**, 020705 (2009)
 - [34] A. R. Bell et al., Phys. Rev. E **48**, 2087 (1993)
 - [35] H. Alfven, Phys. Rev. **55**, 425 (1939)
-

-
- [36] J. R. Davies, Phys. Rev. E **68**, 056404 (2003)
 - [37] Y. T. Li et al, Phys. Rev. Lett. **96** 165003 (2009)
 - [38] L. Spitzer et R. H. Harm, Phys. Rev. Lett. **89**, 977 (1953)
 - [39] A. Ramani et G. Laval, Phys. Fluids **21**, 980 (1978)
 - [40] M. Lyutikov arXiv :1306.4544
 - [41] J. J. Thomson et al., Phys. Rev. Lett. **35**, 663 (1975)
 - [42] B. Bezzerides et al., Phys. Rev. A **16**, 1678 (1977)
 - [43] K. Nishihara et al., Phys Fluids **19**, 1833 (1976)
 - [44] J. A. Stamper and D. A. Tidman, Phys. Fluids **16**, 2024 (1973)
 - [45] J. P. Freidberg et al., Phys. Rev. Lett. **28**,795 (1972)
 - [46] Y. Sakagami et al., Phys. Rev. Lett. **42**, 839 (1979),
 - [47] Y. Sakagami et al., Phys. Rev. A **21**, 882 (1980)
 - [48] Y. Sentoku et al., Phys. Rev. Lett **107**, 135005 (2011)
 - [49] Y. Sentoku, A. Kemp, J. Comput. Phys, **227**, 6846 (2008)
 - [50] T. Takizuka and H. Abe J. Comput. Phys., **25**, 205 (1977)
 - [51] S. Chawla et al, Phys. Rev. Lett. **110**, 025001 (2013)
 - [52] Y. Sentoku et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 135005 (2011)
 - [53] P. Antici 2013 In publication.
 - [54] D. Bohm et D. Pines, Phys. Rev. **85**, 2338 (1952)
 - [55] D. Fisher et al., PRE **65**, 016409 (2001)
 - [56] R. M. More Phys fluids **31**, 3059 (1988)
 - [57] J. Fuchs et al., Nature **2**, 48 (2006)
 - [58] B. Rethfeld et al., Phys. Rev. B **65**, 214303 (2002)
 - [59] B. J. Siwick et al., Science **302**, 5649 (2003)
 - [60] P. Antici et al., Phys. Rev. Lett **101**, 105004 (2008)
 - [61] W. L. Kruer, The physics of laser plasma interactions, Addison-Wesley Redwood City CA (1988)
 - [62] U. Zastra et al., Phys. Rev. E **81**, 026406 (2010)
 - [63] G. Malka et al., Phys. Rev. E **77**, 026408 (2008)
 - [64] Ph. Maire et al., SIAM Journal of Scientific Computing **29**, 1781 (2007), J. Breil et al., Journal of Computational Physics **224**, 785 (2007)
 - [65] M. Borghesi et al., Phys. Plasmas **9**, 2214 (2002)
 - [66] L. Romagnani et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 195001 (2005)
 - [67] B. Dromey et al., Rev. Sci. Instrum. **75**, 645 (2004)
 - [68] G. Li et al., Phys Plasmas, **18**, 042703 (2011)
 - [69] Z. Lecz et al, Proceedings of ICAP2012, Rostock
 - [70] C. A. Cecchetti et al., Phys. Plasmas **16**, 043102 (2009)
-

-
- [71] S. Kahaly et al., Phys. Plasmas **16**, 043114 (2009)
- [72] H. M. Milchberg et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 2364 (1988)
- [73] M. Dobrowolny and F. Santini, Il Nuovo Cimento B series 11. **22**, pp 181-200 (1974)
- [74] A. Mancic et al., High Energy Density Physics **6**, 21 (2010)
- [75] M. Roth et al., Laser and Particle Beams **23**, 95-100 (2005)
- [76] C. M. Huntington et al, Phys. Rev. Lett **106**, 034801 (2011)
- [77] M. Honda, Phys. Plasmas **7**, 1302 (2000)
- [78] Y. Sentoku et al., Phys. Rev. E, **65**, 046408 (2002)
- [79] R. Lee and M. Lampe, Phys. Rev. Lett. **31**, 1390 (1973)
- [80] R. C. Davidson et al., Phys, Fluids **15**, 317 (1972)
- [81] O. Polomarov et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 175001 (2008)
- [82] V. Khudik et al., Phys. Plasmas **19**, 103106 (2012)
- [83] B. Allen et al., Phys. Rev. Lett. **109**, 185007 (2012)
- [84] O. Polomarov et al., Phys. Rev. Lett **101**, 175001 (2008)
- [85] V. T. Tikhonchuk, Phys. Plasmas **9**, 1416 (2002)
- [86] A. Debayle et V. T. Tikhonchuk, Phys. Rev. E **78**, 066404 (2008)
- [87] J. Fuchs et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 045004 (2005)
- [88] T.E. Cowan et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 204801 (2004)
- [89] T. J. Renk, Fusion Enginerring and Design, **65**, 399-406 (2003)
- [90] A. Goncharov, Rev. Sci. Instrum. **84** 021101 (2013)
- [91] W. K. H. Panofsky et W. R. Baker, Rev. Sci. Instrum. **21**, 445 (1950)
- [92] M. Schollmeier et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 055004 (2008)
- [93] S. Kar et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 225003 (2011)
- [94] S. N. Chen et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 055001 (2012)
- [95] T. Toncian et al., Science **312**, 410 (2006)
- [96] T. Mihara et al., Applied Superconductivity, IEEE Transactions on vol **16**, 224-227 (2006)
-

Chapitre 3 : Les Jets Astrophysiques Simulés en Laboratoire: Influence d'une Composante Poloidale de Champ sur la Collimation et la Morphologie de Plasma produit par Laser : Expérience et Simulations

INTRODUCTION GENERALE

L'étude des jets astrophysiques a toujours été un sujet de recherche passionnant et fascinant, depuis leur découverte en 1682 dans la comète de Halley [1] jusqu'à aujourd'hui où on les observe un peu partout sur des échelles de longueurs et de temps très différentes [2, 3]. Ces jets, sont présents dans des systèmes astrophysiques aussi divers que les étoiles jeunes en formation (YSO : Young Stellar Object), les étoiles très évoluées (PNe : Planetary Nebulae), les microquasars et les trous noirs supermassifs (SMBH : Super Massive Black Hole). La Fig. 3.1 permet de visualiser les jets associés à une étoile jeune en formation (YSO). Tous les systèmes mentionnés (exceptés pour les PNe où la présence d'un disque d'accrétion n'est pas toujours évidente car il n'existe pas d'observations astronomiques) ont en commun (i) un objet central (étoile, trou noir...), (ii) un disque d'accrétion et (iii) la présence de champs magnétiques portés par le disque. Ces champs ont pour origine des lignes de champ capturées à partir de l'environnement (dont le champ magnétique interstellaire est de l'ordre du μG) [4]. Il est admis [5] que ces champs jouent un rôle critique pour créer, accélérer et diriger les jets.

Des expériences de laboratoire sont essentielles pour tester différents aspects des modèles magnétohydrodynamiques proposés pour expliquer la formation et la collimation des jets [5]. Nous voulons dans ce chapitre, explorer l'influence d'un champ magnétique poloidal sur la collimation et la structure d'un jet de plasma dont les paramètres sont représentatifs de phénomènes astrophysiques. Au cours de ce chapitre je montrerai que, proche de la source (quelques centaines d'UA où $1 \text{ UA} \sim 150$ millions de km), il y a formation d'une cavité due à la compétition entre la pression cinétique et la pression magnétique au sein de l'écoulement ainsi que la convergence de l'écoulement plasma vers l'axe d'expansion, donnant lieu à la formation d'un jet collimaté via un choc conique. Ces résultats sont comparés avec des simulations astrophysiques et des observations astronomiques et permettent d'éclaircir le phénomène de collimation des jets astrophysiques.

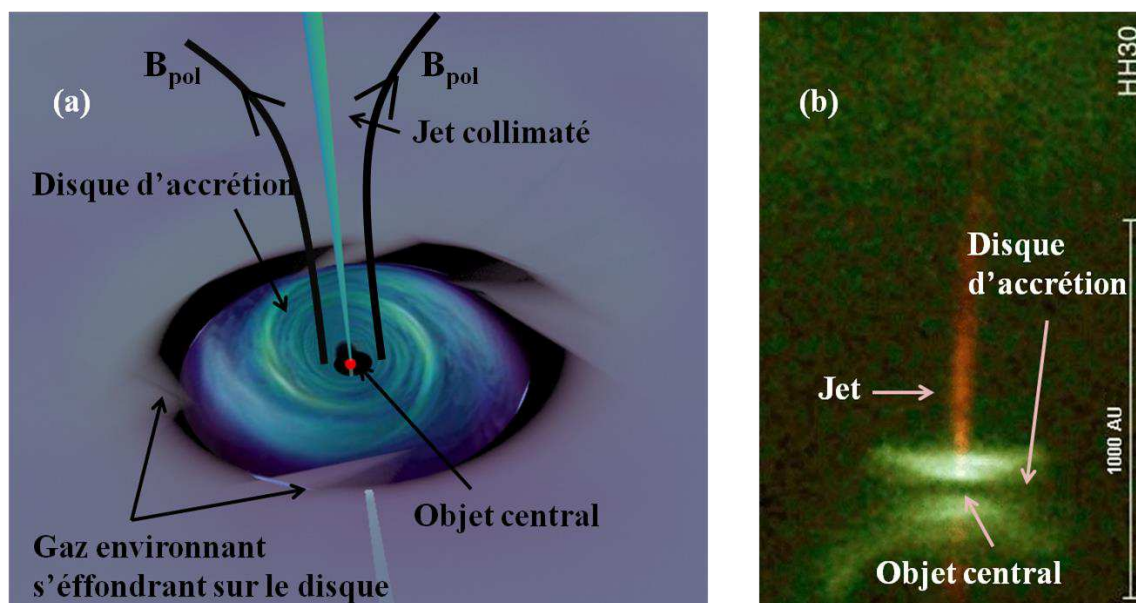


Figure 3.1 (a) illustration schématique du système disque d'accrétion – objet central – jet. (b) Exemple d'observations astronomiques du système disque d'accrétion- objet central – jet (YSO).

PLAN DU CHAPITRE

Ce chapitre est divisé en deux parties distinctes. Une première partie expose les moyens technologiques qui ont été mis en place afin de développer un outil nous permettant de générer un fort champ magnétique, jusqu'à 40 T, de façon non destructive, à fort taux de répétition et couplé à un laser de puissance. Une deuxième partie expose les résultats expérimentaux obtenus sur l'installation ELFIE de l'Ecole Polytechnique de Paris ainsi que les comparaisons avec la plateforme de simulations qui a été développée afin de modéliser notre expérience. Nous présenterons par la suite, des simulations astrophysiques ainsi qu'une comparaison avec des observations astronomiques.

PARTIE 1 : Génération d'un Fort Champ Magnétique (40 T) en Environnement Laser

Dans cette partie nous allons exposer les moyens technologiques mis en œuvre afin de générer en environnement laser un fort champ magnétique pouvant atteindre des valeurs maximales de l'ordre de 40 T. Cet outil technologique n'est pas seulement restreint à l'étude des jets astrophysiques, mais pourra, par la suite, être étendu à d'autres problématiques en astrophysique de laboratoire, ou par exemple aux études liées à la Fusion par Confinement Inertiel (FCI) ou à l'accélération de particules.

La production de fort champ magnétique en environnement laser n'est, pour le moment, que très peu répandue. Courtois et al., [6] ont démontré qu'il était possible de générer un champ de l'ordre de ~ 8 T en utilisant un laser à impulsions courtes : celui-ci crée des électrons chauds qui se propagent dans une boucle de cuivre et établissent ainsi le champ magnétique. Malheureusement, cette architecture est assez restrictive dans le sens où il y a nécessité d'avoir un laser dédié exclusivement à la génération du champ et son amplitude (~ 8 T) relativement faible est constante sur seulement 1 ns. Au cours d'une autre expérience conduite au LLNL, la possibilité de modifier le caractère local ou non local du transport de chaleur dans un plasma produit par laser de faible densité a été démontrée en appliquant un champ magnétique longitudinal externe d'environ 12 T produits par deux solénoïdes [7]. En parallèle, l'augmentation du rendement des réactions de fusion a été observée en utilisant un champ magnétique longitudinal d'environ 8 T généré par une bobine 1 tour (« single turn ») [8]. Par ailleurs,

l'étude de la pénétration d'un plasma produit par laser au travers d'un champ magnétique a également été entreprise en générant un champ azimuthal (c'est-à-dire perpendiculaire à la direction de propagation du laser) d'environ 10 T par des électrodes situées à 10 mm de la surface de la cible [9].

Malheureusement, toutes ces conceptions présentent un ou plusieurs des inconvénients suivants :

- Le champ magnétique est limité à $\sim 8 - 12$ T
- Le taux de répétition peut être très faible, de l'ordre de plusieurs heures, c'est-à-dire incompatible avec le taux de répétition de la plupart des lasers de puissance
- Dans certains cas, la bobine est détruite après chaque tir, produisant des débris qui peuvent endommager les optiques dans la chambre d'expérience.

Nous allons ici présenter une plateforme capable de produire 40 T dans un environnement laser. Le champ magnétique est relativement constant sur un volume de 2250 mm^3 (diamètre de 5 mm, longueur d'environ 30 mm) et sur une durée de quelques μs . Ce système est non destructif et fonctionne à un taux de répétition d'environ 10-15 min à 20 T et 30-45 min à 40 T, adapté au taux de répétition du laser de forte puissance auquel nous allons le coupler : le laser 100 TW du LULI (ELFIE).

PLAN DE LA PARTIE 1

Au cours de cette première partie, nous donnerons les caractéristiques et les limitations du générateur de courant utilisé. Nous définirons par la suite la conception de la bobine que nous avons choisie au regard d'autres architectures que nous avons testées puis nous évaluerons les caractéristiques du champ magnétique généré. Enfin, nous présenterons son intégration testée au sein d'une installation laser (ELFIE du LULI).

I. Générateur de courant

La génération d'un fort champ magnétique nécessite un fort courant. Pour ce faire, le générateur de courant que j'ai utilisé est capable de produire un courant de l'ordre de la dizaine de kA sur des durées de l'ordre de quelques centaines de μs . Ce générateur a été conçu en Allemagne au HZDR (Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf) de Dresde. Il présente les caractéristiques générales suivantes :

- Une prise d'entrée de 430 V/32 A
- Des dimensions $2,2 \times 1,5 \times 0,6 \text{ m}^3$
- Une communication entre le générateur et l'ordinateur de commande par fibre optique.

Il est composé de 5 condensateurs (cf. Fig. 3.2) mis en parallèle. Les caractéristiques du circuit pour un condensateur sont les suivantes :

- $U_{\text{max}} = 16 \text{ kV}$
- $C = 50 \mu\text{F}$
- $E_{\text{max}} = 6,4 \text{ kJ}$
- $I_{\text{max}} = 50 \text{ kA}$

L'ensemble du générateur possède alors les caractéristiques suivantes : $U_{\text{max}}=16 \text{ kV}$, $C=250 \mu\text{F}$, $E_{\text{max}}=32 \text{ kJ}$ et $I_{\text{max}}=250 \text{ kA}$. L'énergie est libérée par un ignitron 25 kV/250 kA qui est conçu pour faire office de court-circuit afin de protéger les composants en amont. Le générateur est contrôlé par un programme Labview qui permet une grande autonomie de couplage avec d'autres installations, comme une installation laser dans notre cas.



Figure 3.2 Générateur de courant conçu par le HZDR.

Quelques restrictions sur le générateur de courant :

Le paramètre important du générateur est l'énergie dont on dispose, car c'est elle qui détermine les contraintes que nous aurons sur la bobine. Ainsi, un générateur ayant une énergie disponible plus grande nous permet d'envisager des bobines plus robustes et atteignant des champs magnétiques plus grands. La conception d'une bobine se résume donc à un compromis entre la place disponible autour de la chambre d'expérience afin d'y installer le générateur, et les caractéristiques de champ magnétique désirées sachant que plus le générateur est loin de la bobine et plus les lignes de transmission amortissent le courant. Dans notre cas nous avons utilisé un câble coaxial limitant ainsi l'amortissement du courant.

Nous avons également mesuré, au moyen d'une sonde ultra rapide, l'évolution de la tension en sortie du générateur au cours du temps. Il existe un pic de tension au début de l'impulsion qu'il est important de bien garder à l'esprit. En effet, dans les premiers moments de l'impulsion, un pic qui est d'amplitude double par rapport à la tension demandée est présent. Par exemple, pour une tension appliquée de 8 kV, l'amplitude du pic est de 16 kV. Il est donc important de concevoir des connexions autour de la bobine bien isolés afin d'éviter les risques d'arc électrique en tout début d'impulsion.

II. Conception de la bobine

La conception d'une bobine dépend de la charge envisagée, c'est-à-dire de l'amplitude du champ magnétique que nous désirons atteindre. La durée très courte des expériences laser-plasmas nous permet d'envisager des durées d'impulsion de champs magnétiques très courtes, limitant ainsi la génération de chaleur résistive dans la bobine.

Nous allons maintenant nous intéresser à la conception de la bobine au travers de deux exemples. Le premier, illustré sur la Fig. 3.3.a, est une conception nous permettant d'avoir de nombreux accès autour de la cible, mais qui pose un certain nombre de problèmes dans un environnement laser de par le fait que la bobine se situe à l'intérieur de la chambre d'expérience, c'est-à-dire sous vide. Ceci implique de prêter particulièrement attention à de nombreux problèmes : risque d'explosion, risque d'arc électrique entre les parois de la chambre et les lignes de transmission. Le deuxième, montré sur

la Fig. 3.4, est la conception que nous avons choisie. Son avantage principal est que la bobine se situe à l'air, il n'y a donc pas de risque d'explosion dans la chambre d'expérience et d'arc électrique avec les parois. Il possède néanmoins un inconvénient : les accès au champ sont restreints.

A. Un exemple de conception problématique pour un environnement laser

Dans le cas présent, il s'agit d'une bobine sous vide, monospire, permettant de multiples accès au centre de la bobine. Sur la Fig. 3.3.a est représenté le montage expérimental avant la décharge et sur la Fig. 3.3.b l'état de la bobine après un tir à 4kV.

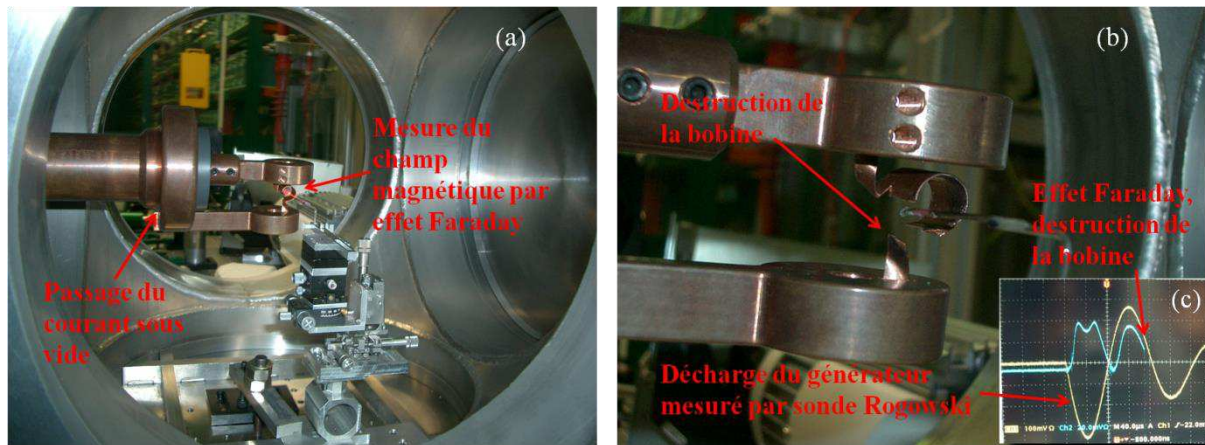


Figure 3.3 : a) Montage expérimental avant une décharge. Au centre de la bobine, un faisceau laser polarisé linéairement se propage au travers d'un verre Faraday FR5. Le faisceau laser subit alors une rotation de sa polarisation proportionnelle à la valeur du champ magnétique ($\beta = V d B$, avec V constante de Verdet du matériau en $\text{rad.T}^{-1}.\text{m}^{-1}$, d la longueur du verre en m, B le champ magnétique en T et β l'angle de rotation en rad). b) Etat de la bobine après un tir à seulement 4 kV (équivalent à un champ magnétique de seulement 1 T). c) Mesure par rotation Faraday du champ magnétique et décharge du générateur dans la bobine mesurée au moyen d'une sonde Rogowski.

Les mesures de courant (amplitude et temps de montée) sont effectuées par sonde Rogowski (cf. Fig. 3.3.c). Le courant est récupéré via la tension qui est induite le long de la bobine Rogowski et qui est proportionnelle à la dérivée temporelle du courant. Elle est capable de mesurer des courants de quelques centaines de kA et des temps de montée de l'ordre de la ns.

Il est vrai que, dans le cas présent, l'encombrement de l'ensemble ligne de transmission-bobine (cf. Fig. 3.3.a) dans une enceinte pouvant aller sous vide n'est pas très contraignant. En revanche, à 4 kV seulement, la bobine subit déjà de très forts dommages. La vaporisation qui s'ensuit pollue (cf. Fig. 3.3.b) inévitablement la chambre d'expérience, dont les optiques lasers sont situées à faible distance. Les valeurs de champs magnétiques atteintes (de l'ordre de ~ 1 T) sont faibles, bien plus que ce que nous recherchons (40 T) et, sur certaines décharges, des arcs électriques ont été observés entre la paroi de la chambre et la ligne de transmission. Ceci, allié à la nécessité de remplacer la bobine à chaque tir (et le ralentissement opérationnel que cela implique), n'est pas une conception optimale pour une utilisation dans un environnement laser.

Remarque :

Cette conception de bobine bien que légèrement différente (sous vide, avec deux monospires en configuration de Helmholtz) est néanmoins utilisée en environnement laser [8]. Elle permet d'atteindre des champs magnétiques de l'ordre de 5 à 9 T sur un volume de quelques dizaines de mm³ pour un courant de 80 kA. Une des restrictions essentielles ici est qu'il est obligatoire de changer la bobine après chaque tir car celle-ci explose. Pour de grosses installations telles qu'OMEGA, ce n'est pas un problème majeur puisque les optiques sont localisées relativement loin de la bobine et le taux de répétition du laser est très faible. Mais pour des installations plus petites, cela peut être rédhibitoire.

Une bobine fonctionnant à l'air et possédant également un accès axial et radial sous vide est donc préférable, afin d'éviter (i) les problèmes de dissipation de chaleur et (ii) les problèmes d'arc électrique dans un vide modéré. Les ouvertures sous vide seront également essentielles, car (i) un laser de forte puissance a besoin d'être focalisé sous vide afin d'éviter les distorsions non linéaires de la déposition d'énergie laser et (ii) les diagnostics doivent pouvoir avoir accès au plasma produit par laser.

B. La bobine conçue par le LNCMI : un compromis entre encombrement et fiabilité

La bobine a été conçue par le LNCMI (Laboratoire National des Champs Magnétiques Pulsés Intenses). Afin de respecter les spécifications ci-dessus, une bobine de Helmholtz semble être un bon compromis. Elle est composée de deux demi-bobines maintenues à l'air à l'intérieur d'un tube ré-entrant dans l'enceinte à vide d'expérience laser. Toutefois, les ouvertures sous vide induisent de fortes contraintes surtout par le fait que l'ouverture radiale introduit une discontinuité mécanique entre les deux demi-bobines où les forces magnétiques sont conséquentes. La solution, dans le but de contenir la pression magnétique, est donc d'insérer entre les deux bobines une plaque en acier inoxydable isolée par des feuilles en résine d'époxyde renforcées par des fibres de verre puis de contenir l'ensemble dans un montage hermétique (cf. Fig. 3.4).

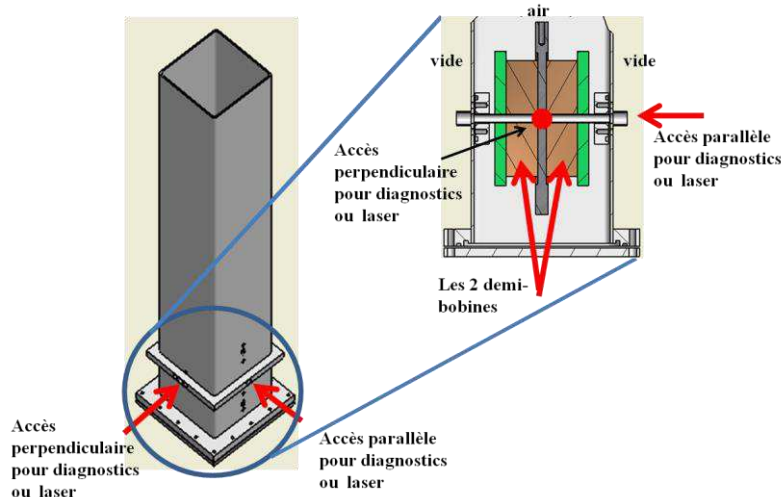


Figure 3.4 Schéma de la bobine contenue dans le tube ré-entrant avec un zoom de l'intérieur.

Deux tubes sont ainsi connectés au vide de la chambre d'expérience et passent au travers de la bobine longitudinalement et transversalement permettant ainsi un accès du laser et des diagnostics à la zone magnétisée.

Les contraintes mentionnées au-dessus, couplées avec le fait que nous ne désirons magnétiser qu'un petit volume, nous permettent d'envisager des bobines relativement petites avec un diamètre interne d'environ 6 mm et externe de 50 à 60 mm. Les deux demi-bobines sont séparées longitudinalement par une distance de 8 mm qui est un compromis entre isolations électriques, les forces mécaniques agissant sur la plaque du milieu et la possibilité de produire de manière sécurisée 40 T avec une énergie disponible de 32 kJ constante sur 5 mm. Le nombre de spires de chaque demi-bobine est de 80 représentant un total de 13 couches. Le fil est en cuivre mou de section 3 mm², légèrement renforcé par du Zylon et basé sur la technologie développée par L. van Bockstal et al [10]. Chaque demi-bobine a une inductance de 100 µH, une résistance interne de 0,046 Ohm et elles sont connectées en parallèle afin de réduire l'inductance totale du circuit et limiter ainsi la durée de l'impulsion de courant.

Il est également à noter que, comme la bobine reste sous air, les risques d'arc électrique entre les parois de la chambre d'expérience et les lignes de transmission sont minimisés car il n'y a pas de passage sous vide du fort courant. Les optiques de la chambre sont également protégées en cas d'explosion de la bobine par l'enceinte dans laquelle la bobine est contenue.

III. Génération et caractéristique du champ magnétique

A. Schéma électrique et limiteur de courant

Le schéma électrique global est représenté en Fig. 3.5. L'équation qui régit l'évolution de la tension peut s'écrire comme :

$$\frac{d^2U}{dt^2} + 2m\omega_0 \frac{dU}{dt} + \omega_0^2 U = 0 \quad (3.1)$$

Avec $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$, $m = R/2L\omega_0$ et $Q = \frac{1}{2m} = L\omega_0/R$, L étant l'inductance du circuit, C la capacité et R la résistance.

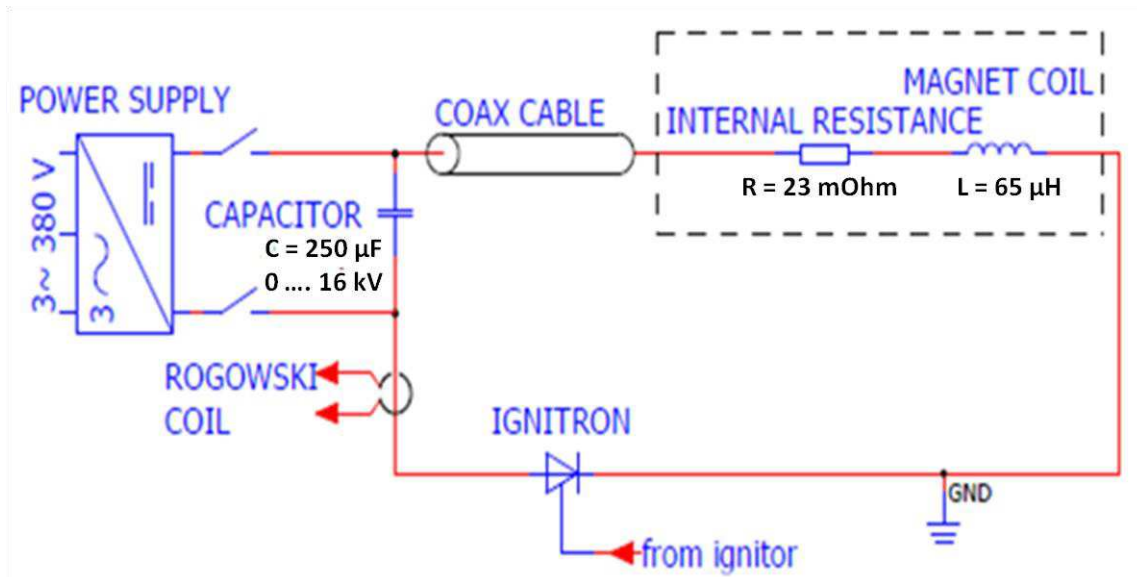


Figure 3.5 Schéma électrique général du montage sans limiteur de courant.

Un exemple typique de décharge dans le circuit de la Fig. 3.5 est illustré sur la Fig. 3.6 pour des tensions appliquées de 3, 5 et 6 kV.

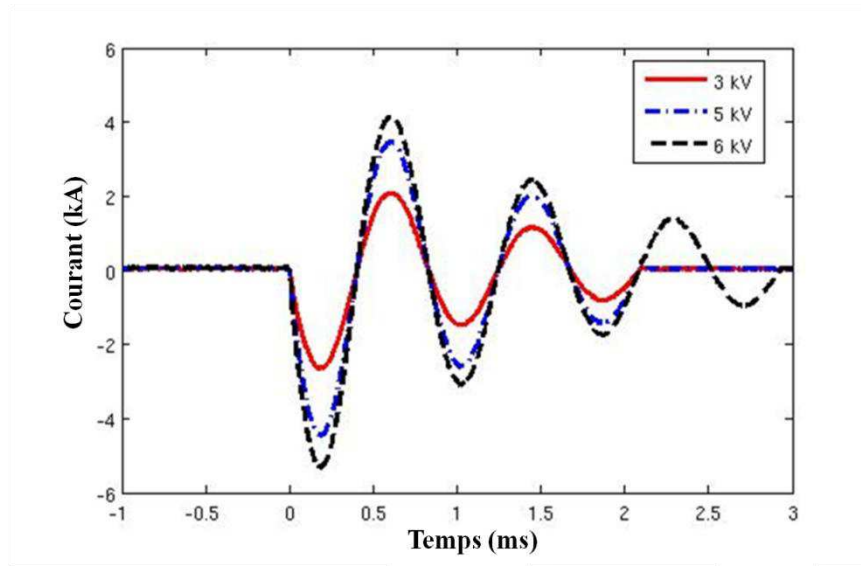


Figure 3.6 Décharge typique dans la bobine pour des tensions de 3, 5 et 6 kV.

Sur la Fig. 3.6, le limiteur de courant n'a pas été utilisé, ce qui explique les oscillations amorties du courant observé. Pour des tensions supérieures à 6 kV, il existe la possibilité d'insérer dans le circuit, en série, une résistance de $0,6 \Omega$ afin de limiter le chauffage de la bobine et par voie de conséquence, augmenter le taux de répétition du fait de l'amortissement drastique du courant ainsi produit. Afin d'illustrer notre propos, nous montrons, sur la Fig. 3.7, un exemple de décharge du circuit avec limiteur de courant mais sans bobine. Pour une tension de 15 kV, le système est capable de produire un courant de l'ordre de 22 kA avec limiteur de courant. En pratique cependant nous n'utilisons pas ce limiteur car il absorbe trop d'énergie.

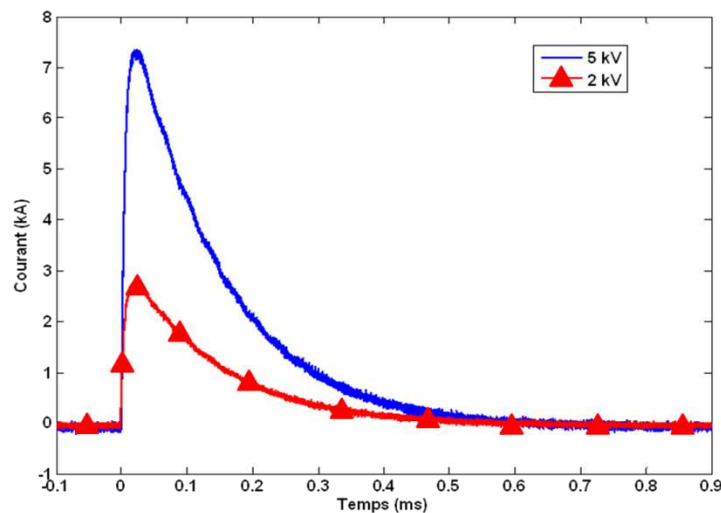


Figure 3.7 Décharge typique du circuit avec limiteur de courant et sans bobine pour des tensions de 2 et 5 kV.

Le limiteur de courant est de première importance dans le sens où il permet de réduire les forces induites sur la bobine et diminue également les risques de déformation de la bobine. Le ratio $I/B \sim 300$ A/T pour chaque demi bobine nous amène à une valeur de courant total délivré par le générateur de 24 kA pour produire 40 T. Ainsi, une tension appliquée de 6 kV (sans limiteur de courant) nous permet d'atteindre facilement 20 T en maintenant ces caractéristiques sans refroidissement. Afin d'atteindre

40 T, une tension ~ 15 kV (sans limiteur de courant) doit être appliquée, cependant un refroidissement par azote liquide est nécessaire dans le but de limiter les risques de casse induits par l'échauffement de la bobine dû à l'effet Joule.

Afin de profiter du maximum de champ magnétique, le laser est synchronisé au maximum du premier pic de la décharge de courant. Comme nous pouvons le voir sur la Fig. 3.6, le maximum du champ magnétique est atteint ~ 176 μ s après le début de la décharge et reste constant sur une plage de quelques μ s. Les longueurs maximales d'impulsions lasers typiques peuvent être de l'ordre de 100 ns, ce qui permet de considérer le champ magnétique comme effectivement constant durant l'interaction.

B. Caractéristiques du champ magnétique généré

Nous allons maintenant nous intéresser aux caractéristiques du champ magnétique généré pour 40 T. D'après les simulations numériques de la Fig. 3.8 que nous avons entreprises, le champ magnétique reste relativement constant dans la direction transverse sur environ 5 mm, ce qui correspond au diamètre de l'ouverture sous vide permettant l'accès d'un laser ou de diagnostics. Dans la direction longitudinale, le champ reste constant sur ~ 30 -40 mm (cf. Fig. 3.8) nous amenant à un volume magnétisable constant de ~ 2250 mm³.

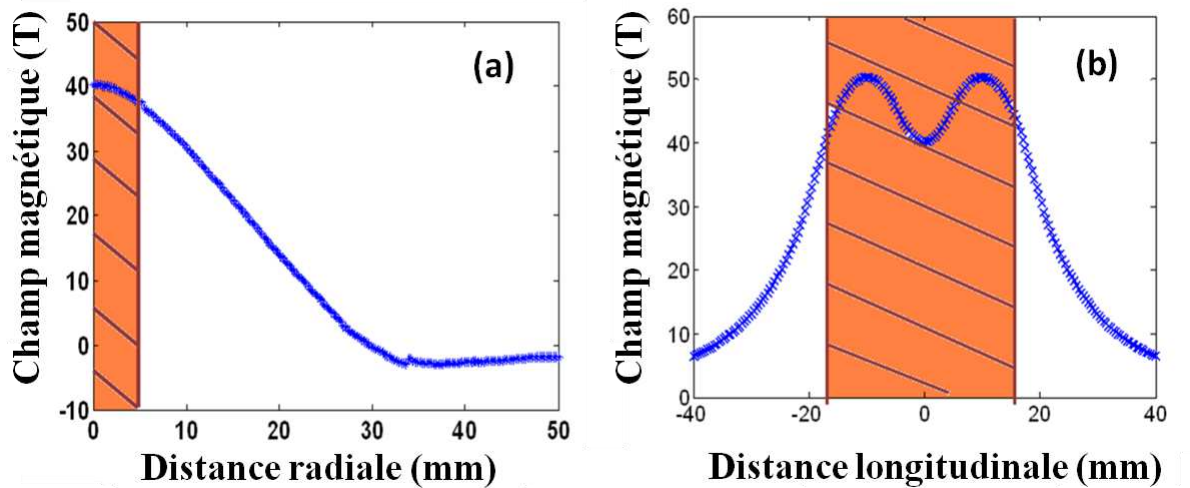


Figure 3.8 Simulation numérique de la plateforme : (a) B(T) vs rayon et (b) B(T) dans la direction longitudinale pour une tension de ~ 15 kV.

Afin d'évaluer le taux de répétition de la bobine, des mesures de températures moyennes ont été entreprises en mesurant la valeur de la résistance aux bornes de la bobine au cours du temps (cf. Fig. 3.9).

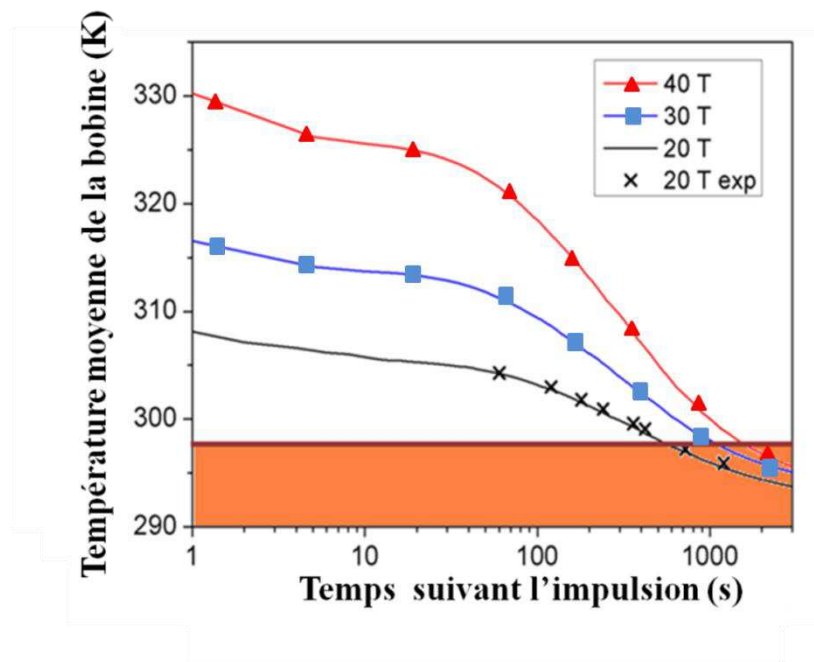


Figure 3.9 Evolution de la température de la bobine pour différentes valeurs de champs magnétiques.

Les croix en noirs de la Fig. 3.9 représentent les mesures expérimentales. Comme on peut le voir, celles-ci sont en excellente adéquation avec les calculs théoriques matérialisés par les courbes pleines de la Fig. 3.9. Cela nous permet ainsi d'évaluer le taux de répétition correspondant au temps de relaxation dont la bobine a besoin afin de retourner à la température ambiante (298 K) : il s'agit ici d'éviter les effets cumulatifs. Il est donc de ~ 10 -15 min pour des tirs à 20 T et de ~ 30 -45 min à 40 T, ce qui est compatible avec la plupart des installations lasers de puissance.

IV. Implantation dans un environnement laser : ELFIE

A. Le laser ELFIE

De par sa flexibilité, le laser ELFIE du LULI à l'Ecole Polytechnique de Paris a été choisi afin de le coupler à la plateforme de génération du champ magnétique. Une large gamme de possibilités expérimentales s'offre à nous par le fait que l'installation est capable de générer jusqu'à 4 faisceaux simultanément. Il s'agit d'un faisceau dit long de 500 ps FWHM, pour une énergie maximale sur cible de 100 J, de deux faisceaux ultra courts CPA (Chirped Pulse Amplification [11]) de 30 J/300 fs et un faisceau de diagnostic (50 mJ/400 fs). Comme nous pouvons le remarquer sur la Fig. 3.10, le faisceau laser est issu d'un train d'impulsion de 100 fs à la fréquence fondamentale de 1,057 nm qui est généré par un oscillateur Ti:saphire installé en début de chaîne. Un étireur Offner sélectionne alors une impulsion et l'étire jusqu'à 1.2 ns. Elle est ensuite pré amplifiée à un niveau de l'ordre du milli-Joule par un amplificateur régénératif. L'amplification principale se fait au moyen d'amplificateurs Nd:verres mélangés qui délivrent alors deux faisceaux de 500 ps FWHM pour une énergie maximale de 100 J. Ces faisceaux peuvent, par la suite, être comprimés à quelques centaines de fs par la technique CPA ou être utilisés directement sur cible. Le diagramme général est illustré en Fig. 3.10.

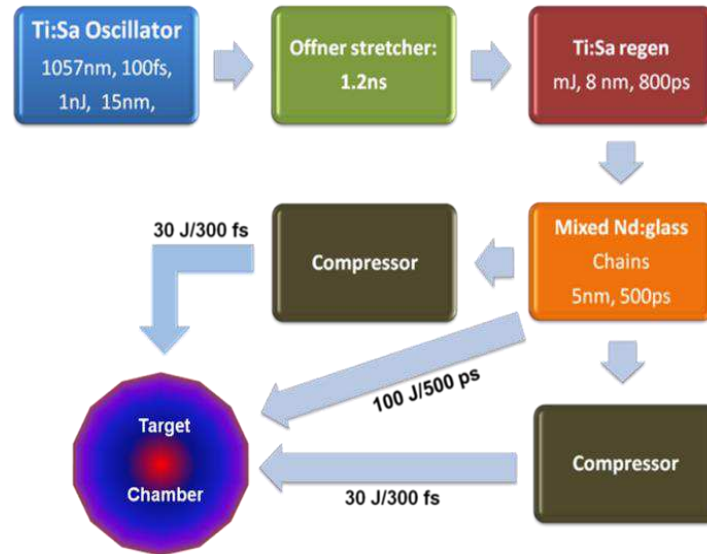


Figure 3.10 Diagramme général de l'installation ELFIE à l'Ecole Polytechnique.

B. Implantation dans la chambre d'expérience ELFIE de l'Ecole Polytechnique

L'implantation de la bobine dans l'enceinte d'ELFIE est illustrée sur la Fig. 3.11. La distance flasque-centre chambre est grande (53 cm) nous obligeant à utiliser un pot réentrant (cf. Fig. 3.11.a). On peut ensuite ajuster finement les axes de la bobine au moyen d'un soufflet à 3 branches (cf. Fig. 3.11.b). Ainsi une telle configuration est viable pour une variété d'expériences utilisant un faisceau laser soit ultra court, soit long.

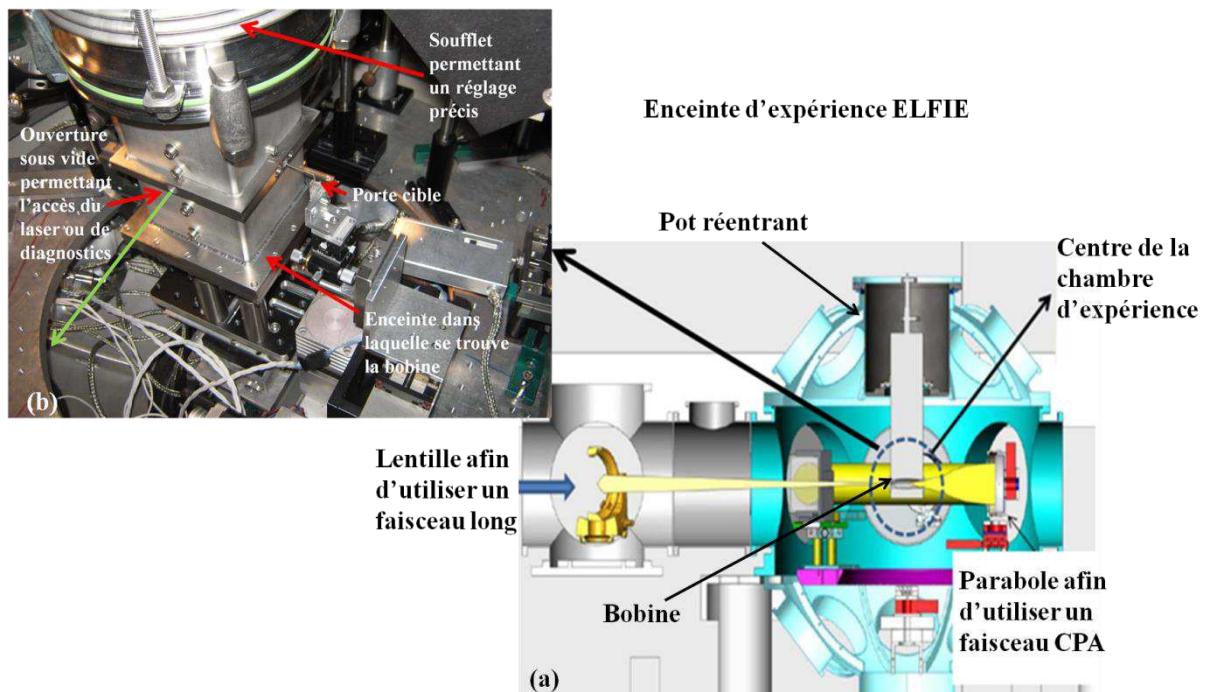


Figure 3.11 (a) Représentation schématique de l'implantation de la bobine dans l'enceinte d'ELFIE, (b) Image d'une possible configuration expérimentale avec le porte cible.

Le dispositif peut également être adapté à d'autres enceintes expérimentales moyennant de petites modifications de la conception afin que les ouvertures sous vide soient dans le plan du centre chambre

ou que les dimensions du flasque correspondent avec celles de la bobine. La difficulté majeure provient du fait qu'il y a nécessité de produire un très fort courant, le générateur de courant du LULI étant assez lourd ($\sim 1,7$ T), ne permettant donc pas un transport facile.

CONCLUSION DE LA PARTIE 1 :

Au cours de cette partie, nous avons présenté la plateforme nous permettant de générer, de façon non destructive et avec un taux de répétition adapté à un laser de puissance, un fort champ magnétique jusqu'à 40 T. Dans la suite, nous allons l'utiliser afin d'étudier en laboratoire un phénomène physique faisant appel à un champ magnétique externe et des plasmas de hautes densités et températures : les jets d'astrophysiques et plus particulièrement ceux issus d'étoiles jeunes. Mais cette plateforme n'est pas uniquement restreinte à cette problématique : elle pourrait en effet être utilisée pour étudier une variété de problèmes physiques (choc d'accrétion magnétique, étude du schéma MTF (Magnetized Target Fusion) ou encore l'accélération d'électrons).

PARTIE 2 : Collimation et Morphologie de Jets Astrophysiques Simulés en Laboratoire

Nous allons maintenant nous intéresser à la problématique de la collimation et de la morphologie d'un écoulement plasma créé par laser sous influence d'un champ magnétique poloidal (c'est-à-dire dans la direction de propagation du jet) dans un cadre pertinent pour l'étude des jets d'astrophysiques.

D'un point de vue astrophysique, le modèle de référence permettant une description du lancement du jet a été introduit pour la première fois par Blandford et Payne [5]. Il s'agit d'un modèle MHD (MagnétoHydroDynamique) de génération magnéto-centrifuge. Au voisinage immédiat du disque d'accrétion les lignes de champs magnétiques, sont mises en rotation en synchronisme avec le disque d'accrétion et la matière est accélérée le long des lignes de champs. A partir d'une certaine distance de l'objet central (surface d'Alfvén où $v_A = B_{pol}/\sqrt{4\pi\rho}$ (cf. Fig. 3.12)), l'inertie de la matière provoque un retard de la rotation des lignes de champs magnétiques par rapport à la rotation du disque. En conséquence ces lignes de champs s'enroulent progressivement en une structure de type hélicoïdale donnant ainsi naissance à une composante toroïdale de champ pouvant être responsable de l'auto-collimation du jet (cf. Fig. 3.12).

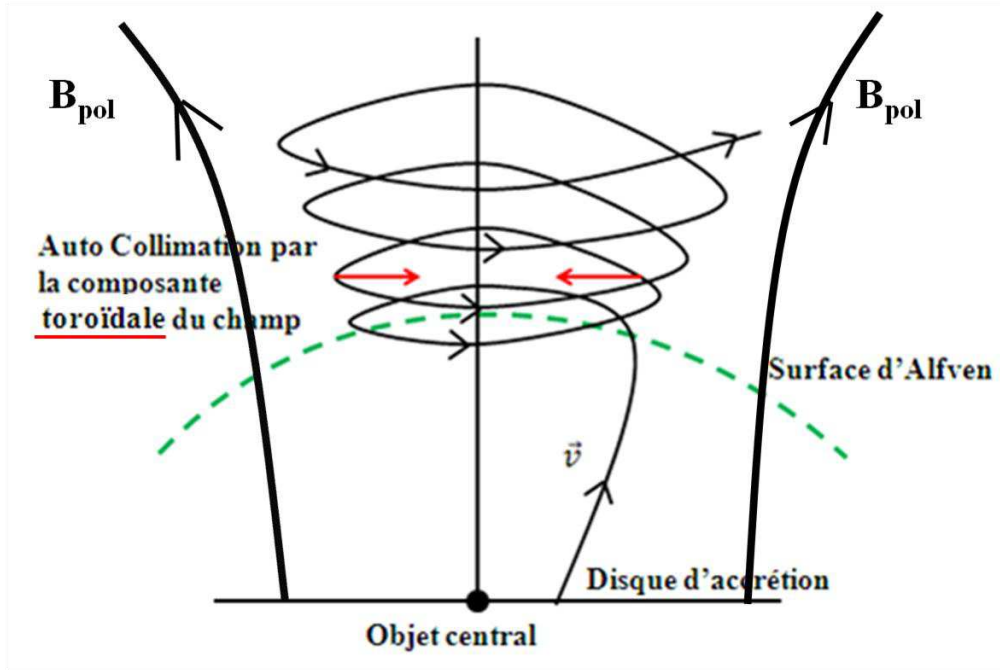


Figure 3.12 Vue schématique du développement du champ toroïdal permettant une auto-collimation de l'écoulement.

Nous allons nous intéresser à la force de Lorentz $\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ qui est responsable de l'accélération et de la collimation de l'écoulement [12]. $\mathbf{F} = \mathbf{F}_{pol} + \mathbf{F}_{\phi}$ où $\mathbf{F}_{pol} = \mathbf{F}_{\perp} + \mathbf{F}_{\parallel}$ peut être décomposé dans la direction parallèle et perpendiculaire au champ poloidal B_{pol} : $\mathbf{F}_{\perp} = -\frac{B_{\theta}}{\mu_0 r} \nabla_{\perp}(rB_{\theta}) + j_{\theta}B_{pol}$ et $\mathbf{F}_{\parallel} = -(\frac{B_{\theta}}{r})\nabla_{\parallel}(rB_{\theta})$. B_{θ} représente le champ toroïdal, \mathbf{F}_{ϕ} la force de Lorentz associée aux deux composantes de champs (B_{θ} et B_{pol}) et qui prend pour expression : $\mathbf{F}_{\phi} = -(\frac{B_{pol}}{r})\nabla_{\parallel}(rB_{\theta})$. L'accélération ou la décélération de l'écoulement de plasma est donc déterminée par \mathbf{F}_{\parallel} et \mathbf{F}_{ϕ} alors que la collimation est principalement due à \mathbf{F}_{\perp} . C'est cette dernière composante qui nous intéresse.

L'influence du premier terme de \mathbf{F}_{\perp} sur la collimation du jet et sa stabilité a été étudiée de manière numérique [13] et également expérimentalement par l'utilisation de machines Z pinch [14]. Ce terme est encore en débat dans la communauté des astrophysiciens sur son rôle dans la stabilité et la collimation du jet à longues distances. En effet, il est possible qu'il puisse apparaître un phénomène de décollimation du jet par affaiblissement du champ toroïdal et émergence d'une pression interne due à des instabilités kink [15].

Le second terme de l'équation de \mathbf{F}_{\perp} est associé à la composante poloidale du champ magnétique. Des études numériques, aussi bien menées par notre groupe que par d'autres, ont montré que ce terme peut influencer de façon significative la dynamique du jet avec notamment la formation de cavité, et la recollimation du jet [16, 17]. Des études expérimentales sont donc nécessaires pour mieux comprendre l'influence de ce champ magnétique poloidal sur la collimation et la structure du jet.

ETAT DE L'ART EXPERIMENTAL

L'étude de phénomènes astrophysiques se divise, pour le moment, en deux étapes : la première est l'observation d'objets astrophysiques dans différents domaines de longueur d'onde, de la radiofréquence au rayon γ . La deuxième étape est une comparaison entre ces observations et les

modèles théoriques qui ont été spécialement développés ou qui sont déjà existants. Depuis une dizaine d'années, une troisième étape devient possible : la reproduction en laboratoire de phénomènes astrophysiques dans des conditions physiques similaires à celles rencontrées dans l'espace. C'est cette étape qui nous intéresse ici. En effet, les récents progrès de ces dernières années sur des machines Z pinch ou sur les lasers de puissances permettent, aujourd'hui, de créer des états de la matière à haute densité d'énergie qui peuvent être ainsi comparés à des plasmas astrophysiques. Sur des machines Z pinch, on peut évoquer l'expérience de Brady et al [18] où l'objectif de cette étude est d'étendre nos connaissances sur l'accélération et la collimation de jets astrophysiques, et également de vérifier que l'on se situe bien dans un régime physique pertinent pour des comparaisons avec des jets astrophysiques. Pour ce faire une machine Z-pinch a été utilisée et est couplée à un champ externe de l'ordre de 0.4 T orienté dans la direction de propagation de l'écoulement plasma. Il est alors montré que le champ poloidal (c'est-à-dire dans la direction de propagation du jet) a un effet stabilisant sur l'écoulement plasma. En revanche, la faible amplitude du champ magnétique ne permet pas de bien caractériser et quantifier l'effet de la composante poloidale de champ sur la dynamique du jet. Une autre étude [19] disposait également d'une machine Z pinch (MAGPIE) afin de regarder l'influence d'un écoulement, simulant un vent stellaire, sur la courbure d'un jet de plasma. Il est montré que la rotation du jet réduit le taux de croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor dans les jets incurvés. D'une manière générale ces deux expériences montrent qu'il est possible d'apporter des réponses simples sur des problèmes d'astrophysiques complexes. Les machines Z pinch souffrent néanmoins de quelques petites contraintes comme le fait qu'un Z pinch possède toujours un champ magnétique toroidal (c'est-à-dire perpendiculaire à la direction de l'écoulement plasma) et donc que le plasma produit est toujours magnétisé. Les lasers de forte puissance peuvent par contre être de bons candidats pour l'étude de phénomènes astrophysiques en laboratoire, car nous pouvons dissocier un cas magnétisé d'un cas non magnétisé. Deux expériences ont, pour le moment, montré la pertinence d'utiliser des lasers pour des études de jets astrophysiques. La première est l'expérience de C. D. Gregory [20] qui s'est déroulée sur le laser VULCAN du Rutherford-Appleton Laboratory (UK). Le jet est produit par l'irradiation laser de deux cibles fines d'Al placé à un angle de 70° par rapport à l'axe central. La collision des deux plasmas ainsi générés donne lieu à l'émergence d'un jet. Cette expérience s'est intéressée à l'influence d'un gaz ambiant sur la collimation du jet. La pression thermique du gaz augmente la collimation et les lois d'échelles permettent d'entreprendre des comparaisons avec des objets astrophysiques comme les YSO. La seconde expérience [21] a eu lieu sur l'installation laser OMEGA de l'Université de Rochester (US) et a encore montré la pertinence d'utiliser des plasmas produits par lasers afin d'étudier des problèmes astrophysiques. Il est montré comment se comporte un jet supersonique au cours du temps lorsqu'il rencontre un obstacle situé à des distances variables de l'axe de propagation de l'écoulement plasma. Une comparaison est même entreprise avec des observations astronomiques. Il n'existe, en revanche, aucune expérience couplant un laser de forte puissance avec un champ magnétique externe pour des études de jets astrophysiques.

PLAN DE LA PARTIE 2

Au cours de ce chapitre, nous allons nous intéresser à la problématique de la collimation de jets, ici produits par ablation laser d'une cible solide, pertinents pour l'astrophysique, en présence d'une pression et d'une tension magnétique externe. Pour ce faire, un laser de forte puissance est utilisé dans le but de créer un plasma, dit de couronne, c'est à dire de haute température (50-100 eV) et densité (10^{17} - 10^{20} cm⁻³) se détendant dans le vide. Ce plasma est couplé à la plateforme expérimentale que nous avons présentée au cours de la précédente partie afin de générer un champ magnétique externe intense (20 T) en environnement laser. Dans une première partie nous démontrerons que nous nous situons bien en laboratoire dans des régimes d'intérêt pour l'étude des jets astrophysiques. Le montage

expérimental, les résultats expérimentaux ainsi que les simulations GORGON de l'expérience seront présentés par la suite. Des simulations astrophysiques sont également exposées et comparées à une observation astronomique où il est montré que la zone d'émission X stationnaire observée proche de la source peut être une signature d'une composante de champ poloidale non négligeable.

I. Pertinence des paramètres expérimentaux

Au cours de cette partie, nous allons montrer la pertinence de l'ajout d'un champ magnétique externe à des plasmas produits par laser en laboratoire afin de reproduire les régimes physiques qui sont observés dans les plasmas astrophysiques d'étoiles jeunes en formation (YSO).

A. Choix du champ magnétique

Au cours de l'expansion d'un plasma produits par laser dans le vide, le plasma s'étend et se dilate de façon quasi-hémisphérique avec une pression cinétique (énergie volumique) ρv^2 . Lorsqu'un champ magnétique externe est appliqué parallèlement à la propagation du plasma, une seconde pression fait son apparition, la pression magnétique $B_0^2/2\mu_0$ et peut contraindre l'expansion radiale du plasma. Le facteur limitant de la plateforme que nous avons présenté précédemment se situe dans son accès au plasma magnétisé qui est relativement restreint, de l'ordre de 5 mm de diamètre. Il est donc judicieux de calculer le rayon de collimation caractéristique, c'est-à-dire la distance radiale où la pression cinétique du plasma en expansion équilibre la pression magnétique $\rho v^2 \sim B_0^2/2\mu_0$ afin d'obtenir les conditions expérimentales les plus favorables. On obtient [22] :

$$R_{coll}(cm) \sim 0,8[fE_L/B_0^2]^{1/3} \quad (3.2)$$

Avec $f \sim 0,1-0,2$ la fraction de l'énergie laser convertie en énergie cinétique (issue des simulations) en ne considérant uniquement qu'une expansion radiale, E_L l'énergie laser déposée dans la cible en Joule et B_0 le champ magnétique externe en Tesla. L'échelle de temps sur laquelle se produit la collimation peut alors être calculée par $\tau_{coll} \sim R_{coll}/v_{exp}$ avec $v_{exp} = 4,6 \cdot 10^7 I_{14}^{1/3} \lambda_{\mu m}^{2/3} (cm.s^{-1})$ [23].

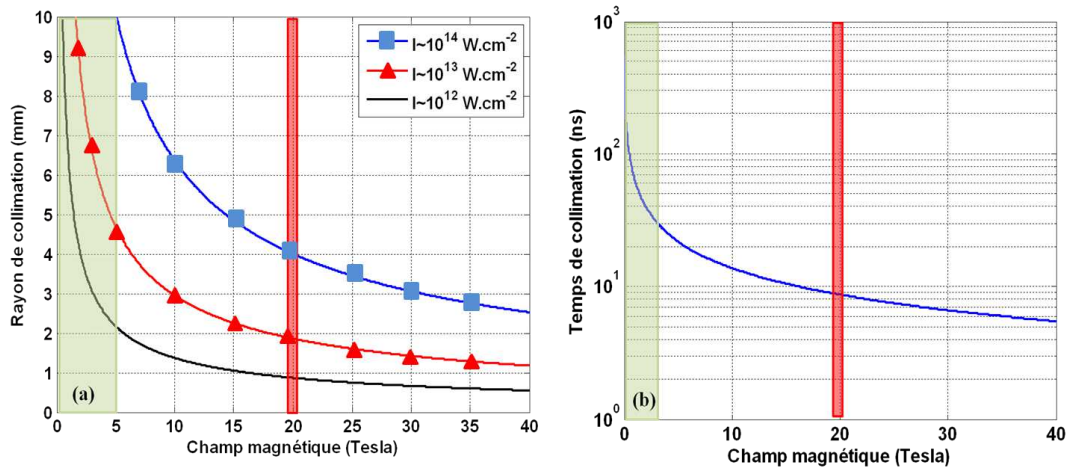


Figure 3.13 (a) Rayon de collimation en fonction du champ magnétique externe appliqué, pour différentes valeurs d'intensités laser et (b) temps de collimation en fonction du champ magnétique externe appliqué.

Des amplitudes de champ magnétique de l'ordre de 20 T semblent être un bon compromis entre rayon de collimation (cf. Fig. 3.13.a), temps de collimation (cf. Fig. 3.13.b) et taux de répétition de la bobine. Il est préférable d'éviter d'être trop près des parois du tube de la bobine (effets de bords) et de

garder un taux de répétition de la bobine du même ordre de grandeur que le taux de répétition d'ELFIE. A des intensités laser de $I \sim 10^{12}-10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$, le rayon de collimation est inférieur à 2,5 mm (en se rappelant que le diamètre de l'ouverture de la bobine est de 5 mm). En revanche, pour des intensités supérieures à $I > 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, il devient plus grand que le diamètre du tube. Afin de pouvoir travailler à une telle intensité, il serait alors nécessaire d'appliquer un champ magnétique de 40 T. Dans ce cas, le rayon de collimation devrait se situer autour de 2,5 mm, très proches des parois du tube et allongeant le taux de répétition (de ~ 20 min à ~ 45 min) de la bobine. En ce qui concerne le temps de collimation, il se situe autour de 8-9 ns à 20 T, ce qui est parfaitement compatible avec la dynamique de plasma de couronne généré par lasers qui se situe typiquement pour des expériences sur l'installation ELFIE dans des gammes de temps de ~ 50 ns.

Les raisons évoquées plus haut nous amènent donc à envisager un champ de 20 T et des intensités de travail de l'ordre de $I \sim 10^{12}-10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$. Mais sommes-nous dans le bon régime physique afin de pouvoir entreprendre des comparaisons pertinentes avec des objets astrophysiques ?

B. Les lois d'échelles

Les lois d'échelles sont des lois primordiales à considérer lorsque l'on souhaite étudier en laboratoire des plasmas astrophysiques. Elles permettent de vérifier que deux systèmes physiques d'échelles différentes peuvent se comparer. Dans notre cas, nous cherchons à comparer des expériences plasmas lasers où la dynamique du plasma se passe sur une centaine de ns, avec des distances caractéristiques de l'ordre du cm, des densités proches de la densité critique et des pressions importantes ($1.10^8-1.10^9$ Pa), à des situations astrophysiques ayant des paramètres totalement différents. En particulier, l'ajout d'un champ magnétique externe de 20 T nous amène à considérer un système MHD (MagnétoHydroDynamique), comme cela est le cas dans les YSO.

Afin d'entreprendre de telles comparaisons, il est nécessaire de nous assurer que les conditions initiales entre les différents systèmes sont géométriquement identiques afin qu'ils évoluent de façon similaire [24]. Nous allons donc partir des équations de la MHD idéale :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= 0 \\ \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} &= \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \nabla \times \mathbf{v} \times \mathbf{v} \end{aligned} \quad (3.3)$$

Avec ρ la densité, \mathbf{v} la vitesse, \mathbf{J} le courant, \mathbf{B} le champ magnétique et p la pression. Il nous faut également ajouter l'équation de conservation de l'énergie pour un gaz polytropique (où $\gamma = \frac{5}{3}$ pour un gaz totalement ionisé) :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla p = -\gamma p \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (3.4)$$

Où γ représente le coefficient adiabatique. Le système constitué des équations (3.3) - (3.4) reste alors invariant par les transformations suivantes :

$$r = a\tilde{r}, \quad \rho = b\tilde{\rho}, \quad p = c\tilde{p}, \quad t = a\sqrt{\frac{b}{c}}\tilde{t}, \quad v = \sqrt{\frac{c}{b}}\tilde{v}, \quad B = \sqrt{c}\tilde{B} \quad (3.5)$$

Où r, ρ, p, t, v, B sont les paramètres du premier système (n°1), les quantités dénotées par les tildes celle du second (n°2) et a, b et c sont les coefficients de similarité. Nous allons considérer les distributions de densité, pression, vitesse et champ magnétique initiales suivantes du système n°1 :

$$\begin{aligned} \rho|_{t=0} &= F(r) & p|_{t=0} &= G(r) \\ v|_{t=0} &= H(r) & B|_{t=0} &= K(r) \end{aligned} \quad (3.6)$$

Où F, G, H et K sont des fonctions vectorielles connues. On peut alors considérer que le deuxième système (n°2) est géométriquement similaire et que les deux systèmes MHD évolueront de la même façon si ces distributions satisfont aux conditions initiales suivantes :

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}|_{t=0} &= \frac{1}{b}F(a\tilde{r}) & \tilde{p}|_{t=0} &= \frac{1}{c}G(a\tilde{r}) \\ \tilde{v}|_{t=0} &= \sqrt{\frac{b}{c}}H(a\tilde{r}) & \tilde{B}|_{t=0} &= \frac{1}{\sqrt{c}}K(a\tilde{r}) \end{aligned} \quad (3.7)$$

Nous pouvons alors remarquer, d'après les équations ci-dessus (3.7) qu'il existe deux conditions qui doivent être requises pour un système MHD :

$$v\sqrt{\frac{\rho}{p}} = \tilde{v}\sqrt{\frac{\tilde{\rho}}{\tilde{p}}} = Euler \quad \text{et} \quad \frac{B}{\sqrt{\rho}} = \frac{\tilde{B}}{\sqrt{\tilde{\rho}}} = Alfvén \quad (3.8)$$

afin que les deux systèmes soient géométriquement identiques. Dans cette équation (3.8), le nombre Eu est usuellement dénommé le nombre d'Euler. Les équations d'Euler décrivent de ce fait des situations où le système se comporte comme un fluide et où le transport de chaleur et la viscosité sont négligeables. Afin que la comparaison entre les deux systèmes soit pertinente, il est également important d'évaluer les nombres de Reynolds et de Reynolds magnétique [24] de ces écoulements ainsi que les paramètres β_{cin} et β_{ther} . Le premier (R_e) sert à caractériser la nature de l'écoulement, à savoir si il est laminaire ou turbulent. Le second (R_{em}) sert à évaluer l'importance des termes de convection par rapport aux termes de diffusion dans un fluide magnétique et doit être largement supérieur à 1 afin de reproduire les conditions présentes dans les YSO. Enfin les paramètres β nous permettent de quantifier l'importance des phénomènes thermiques et cinétiques par rapport aux phénomènes électromagnétiques, que nous étudierons plus en détails dans la section suivante. Il est également important d'évaluer le nombre de Mach Alfvénique $M_{ma} = v/c_{ma}$ avec la vitesse magnéto-acoustique $c_{ma} = \sqrt{c_a^2 + c_s^2}$, la vitesse d'Alfvén $c_a = B/\sqrt{4\pi\rho}$ et la vitesse acoustique $c_s = \gamma p/\rho$ avec $\gamma = 5/3$. Il sert à évaluer le rapport entre la vitesse de l'écoulement plasma et la vitesse d'Alfvén dans le milieu considéré.

Le plasma qui est généré par laser doit donc posséder des caractéristiques spécifiques afin qu'une comparaison avec des objets astrophysiques soit pertinente. Le tableau 3.1 présente les caractéristiques

typiques qui peuvent être atteintes par un plasma produit par laser pour diverses intensités et différents matériaux. Les conditions plasmas (pour des temps au cours de l'interaction supérieure à 5 ns) sont les suivantes : la température du plasma dans la couronne se situe autour de 50-80 eV pour une densité de $5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$, un rayon de collimation autour de 1 mm (cf. Fig. 3.13.a), des vitesses d'éjection de l'ordre de 100-500 km.s^{-1} et un champ magnétique de 20 T :

Paramètres	CH		Cu		YSO
	$I=10^{12}$ W/cm^2	$I=10^{14}$ W/cm^2	$I=10^{12}$ W/cm^2	$I=10^{14}$ W/cm^2	
Euler	1-8	3-12	1-8	3-12	10-22
Peclet	3,5	14	60	15	1,0e11
Reynolds	3,7e4	1,5e5	9,8e7	3,8e7	1,0e13
Reynolds magnétique	~ 50	~ 200	~50	~200	1,0e15
Mach (ratio v_{jet} sur c_s)	~ 2	~ 4,5	~ 2	~ 4,7	10-50
Mach (ratio v_{jet} sur v_a)	2	7	4,5	16,66	
vitesse d'Alfven (m/s)	5,6e4	5,6e4	2,4e4	2,4e4	
vitesse acoustique ionique (m/s)	5,5e4	8,9e4	5,2e4	8,5e4	
vitesse magnéto-acoustique (m/s)	7,8e4	1,05e5	5,6e4	8,9e4	
Nombre de Mach Alfvénique	1	4.38	1	5,2	
Champ magnétique (G)	2e5	2e5	2e5	2e5	1,0e-4
Densité (cm^{-3})	5e18	5e18	5e18	5e18	10-10 ⁵

Tableau 3.1 Représentation des paramètres plasmas pouvant être générés par le laser d'impulsion longue de l'installation ELFIE pour deux cibles différentes (CH et Cu) à deux intensités $I=10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ et $I=10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ et comparaisons aux grandeurs caractéristiques d'écoulements issus de YSO.

Comme nous pouvons le remarquer sur le tableau (3.1), le nombre de Reynolds magnétique pour des gammes d'intensités lasers de 10^{12} - $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, est de l'ordre de 50-200, c'est-à-dire que nous nous situons bien dans un régime comparable avec les plasmas astrophysiques d'YSO. On remarque également (cf. tableau 3.1) que le nombre de Peclet est supérieur à 1 dans le cas du plasma de laboratoire, c'est-à-dire que le transfert thermique par convection est dominant comme dans les plasmas astrophysiques d'YSO, même si il est vrai que le transfert par conduction n'est pas totalement négligeable. En revanche, on remarque très bien que le nombre de Reynolds est très grand, donc que les effets de viscosité sont négligeables et que le plasma est bien dans un régime turbulent.

Paramètre de refroidissement : un paramètre qui évolue de façon significative au cours de l'interaction :

L'étude des pertes radiatives sur l'évolution MHD du système ne peut se faire qu'en traitant de manière rigoureuse le transport radiatif. Nous n'allons pas rentrer dans les détails, et nous renvoyons le lecteur désireux d'avoir un approfondissement sur ce point aux thèses de T. Vinci [25] et B. Loupiau [26]. En revanche nous allons montrer qu'en utilisant la même méthode que dans [27], nous obtenons une excellente idée du régime dans lesquelles nous nous trouvons. Nous allons commencer par introduire le paramètre de refroidissement. Il s'agit du rapport entre le temps de refroidissement hydrodynamique (t_h) et le temps de refroidissement radiatif (t_r). Si ce rapport est inférieur à 1, les effets de pertes radiatives sont à considérer. Nous allons nous intéresser à un cas simple où les pertes

par recombinaison sont négligées et nous ne tenons compte que des pertes par Bremsstrahlung. Ces deux temps caractéristiques prennent pour expression :

$$t_h[ns] = \frac{R_L}{c_s} = 0.1 R_L (A/Z)^{\frac{1}{2}} T^{-\frac{1}{2}} \quad (3.9)$$

$$t_r[ns] = 1.4 \cdot 10^{22} T^{1/2} / Z n_e \quad (3.10)$$

Avec R_L le rayon de la tache focale en μm , T la température en eV et n_e la densité électronique en cm^{-3} . La Fig. 3.14 permet de se rendre compte de l'évolution du paramètre de refroidissement expérimental que nous pouvons obtenir en fonction de la température, pour une cible de CH et une densité électronique moyenne de $5 \cdot 10^{21} cm^{-3}$ qui correspond environ à la zone de lancement du jet.

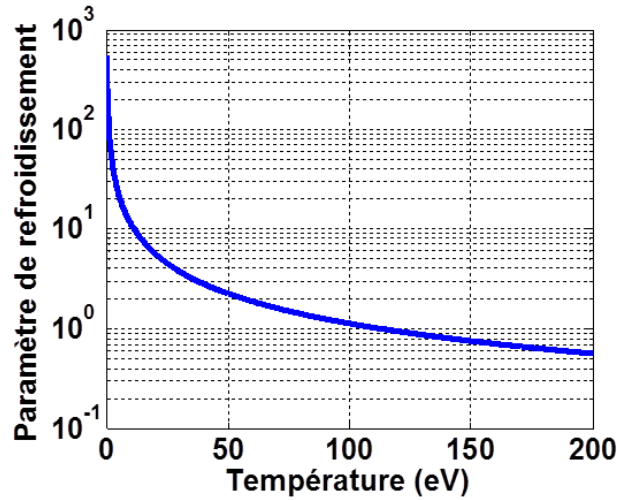


Figure 3.14 Paramètre de refroidissement pour une cible CH et une densité électronique moyenne de $5 \cdot 10^{21} cm^{-3}$

Ce paramètre est alors à comparer avec le paramètre de refroidissement des YSO qui est de $\chi \sim 0,1 - 10$. On remarque alors que pour une température supérieure à 20 eV, le paramètre de refroidissement expérimental est en accord avec celui observé dans les YSO.

Calcul des paramètres de similarité :

Nous allons maintenant nous intéresser à calculer les coefficients de similarité a , b et c que nous avons défini ci-dessus. Il est nécessaire de déterminer les caractéristiques globales des deux systèmes considérés. Notre étude des jets astrophysiques ne s'intéresse qu'à une zone relativement proche de l'objet central (~ 300 UA). Les différents paramètres pour les deux systèmes sont présentés dans le tableau 3.2 :

Paramètres	Expérience	YSO
r (m)	0,01	$4,5 \cdot 10^{13}$
ρ (g.cm ⁻³)	$5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-18}$
B (Gauss)	$2 \cdot 10^5$	10

Tableau 3.2 Paramètres permettant de calculer les coefficients de similarité (les paramètres expérimentaux correspondent grosso modo aux paramètres expérimentaux que nous nous attendons à obtenir à 20 ns après le début de l'interaction).

Nous obtenons, en utilisant les valeurs du tableau 3.2 : $a \sim 4,5.10^{15}$, $b \sim 1.10^{-14}$ et $c \sim 2,5.10^{-15}$. Ainsi, une durée expérimentale de 20 ns en laboratoire correspond à un système astrophysique évoluant pendant environ 5,7 ans. L'expérience de laboratoire nous permet donc de simuler une situation astrophysique avec comme rapport de temps : 20 ns équivalent à 5,7 ans. Ces temps sont alors raisonnables, nous permettant d'obtenir une dynamique de jets issus d'YSO. Nous verrons également (cf. partie V) que ces temps de simulations (~ 5 ans) sont suffisants afin que l'écoulement prenne sa morphologie.

En conclusion, nous avons vu qu'il existe de très bonnes similarité entre le plasma magnétisé que nous souhaitons générer en laboratoire, en utilisant un champ externe de l'ordre de 20 T, et les plasmas astrophysiques de YSO, nous permettant d'entreprendre des comparaisons pertinentes entre les deux systèmes étudiés.

C. Paramètre β_{cin} (Pression cinétique/Pression magnétique)

Il existe par ailleurs deux paramètres permettant d'évaluer l'importance des phénomènes thermiques et cinétiques par rapport aux phénomènes électromagnétiques : $\beta_{ther} = P_{ther}/P_{mag}$ et $\beta_{cin} = P_{cin}/P_{mag}$. Le premier a pour expression $\beta_{ther} = P_{ther}/P_{mag} = 2\mu_0 n k_B T / B^2$ et doit être au minimum inférieur à 1 dans les situations où il y a nécessité de prendre en compte les effets de champs magnétiques. D'après les lois de similarité (3.3-3.8), on peut déterminer une condition qui s'applique à β_{ther} et qui est :

$$\frac{B}{\sqrt{P_{ther}}} \propto \frac{1}{\sqrt{\beta_{ther}}} \quad (3.11)$$

Dans nos conditions plasmas décrite ci-dessus ($n \sim 5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 50 \text{ eV}$ et $B = 20 \text{ T}$), $\beta_{ther} \ll 1$, ce qui est en correspondance avec des situations astrophysiques de YSO à des distances supérieures à quelques unités astronomiques de l'objet central, pour un champ magnétique de 5 mG.

Un paramètre nécessitant également une attention particulière est le rapport entre la pression cinétique et la pression magnétique : le paramètre beta $\beta_{cin} = P_{cin}/P_{mag} \sim 2\mu_0 \rho v^2 / B^2$. Il permet de caractériser l'influence du champ magnétique sur la dynamique du plasma. Ainsi, une région du plasma où $\beta_{cin} < 1$ correspond à une région où la pression magnétique est dominante et permet un confinement du plasma par le champ magnétique.

Dans les YSO par exemple, le paramètre β_{cin} est largement inférieur à 1 à des distances supérieures à quelques unités astronomiques de l'objet central, auquel cas la pression magnétique domine et régit la dynamique du plasma. Les plasmas créés par lasers possèdent des régions où β est similaire à ce qui est observé dans les plasmas d'astrophysiques. La Fig. 3.15 illustre la dépendance de β en fonction de la densité du plasma, pour des vitesses d'éjection correspondant à des intensités laser de l'ordre de 10^{12} - $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, et un champ magnétique de 20 T.

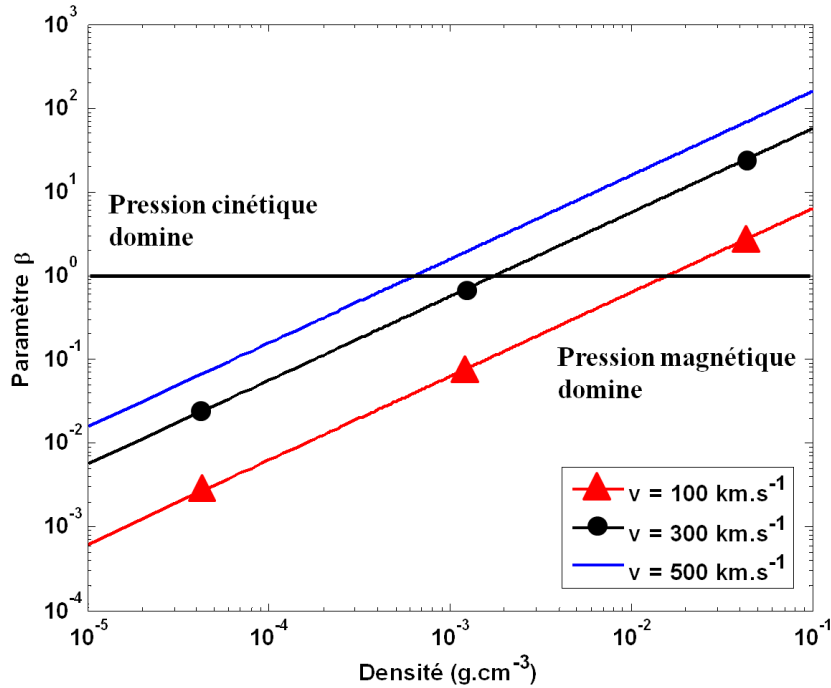


Figure 3.15 Paramètre β_{cin} pour une cible de CH en fonction de la densité de plasma, pour des intensités laser de l'ordre de $10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ (correspondant à une vitesse d'environ 100 km.s^{-1}) jusqu'à une intensité de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ (correspondant à une vitesse d'environ 500 km.s^{-1}) et un champ magnétique de 20 T.

On s'intéresse plus en détail à la Fig. 3.15 qui illustre la dépendance du paramètre β en fonction de la densité de plasma pour des vitesses d'éjection correspondant à des intensités laser de l'ordre de 10^{12} - $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ ($v_{exp} = 4,6 \cdot 10^7 I_{14}^{1/3} \lambda_{\mu m}^{2/3} (\text{cm.s}^{-1})$) [23]. Ainsi, on remarque que pour une intensité laser de $10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$, correspondant à une vitesse en laboratoire d'environ 100 km.s^{-1} , et une longueur d'onde laser de $1 \mu\text{m}$, β_{cin} est quasi toujours inférieur à 1, c'est-à-dire que la pression magnétique domine presque toujours la pression cinétique (cf. Fig. 3.15). Ce n'est en revanche pas le cas très proche de la cible, c'est-à-dire dans les zones où la densité est importante (supérieur à $5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$). Donc dans les premiers moments de l'interaction, la pression cinétique domine (inférieur à 5 ns). Par la suite, lorsque le plasma se détend, la pression magnétique prend le relais et le champ magnétique joue un rôle de première importance dans la dynamique du plasma.

D'un autre côté, pour une intensité de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ (vitesse de l'ordre de 500 km.s^{-1}), β varie de manière significative en fonction de la densité. Ainsi, pour des densités plasma jusqu'à $\sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$ ($1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), la pression magnétique domine alors que pour des densités plus importantes, c'est la pression cinétique qui domine (cf. Fig. 3.15). Dans ces conditions il est possible d'explorer une gamme très large de paramètres β_{cin} . Ce cas n'est néanmoins pas accessible avec notre plateforme de génération de champ magnétique, car l'intensité laser de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ est trop importante impliquant un rayon de collimation plus grand que les ouvertures (2,5 mm en rayon) d'accès de la bobine (cf. Fig. 3.13). Le paramètre β_{cin} est cependant très intéressant pour des intensités faibles (10^{12} - $10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$) car il permet d'être dans un régime physique pertinent pour des plasmas astrophysiques issus d'étoiles jeunes.

Dans le cas de plasmas produits par laser, la zone où la pression cinétique domine se situe dans les zones de fortes densités du plasma (pour des intensités supérieures à $10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$), c'est-à-dire proche de la cible. La zone de plus faible densité s'étend spatialement sur une zone plus importante que la

zone de forte densité permettant d'avoir une région plus étendue où la pression magnétique domine. Ce n'est clairement pas le cas dans les expériences utilisant une machine Z pinch où la zone de $\beta_{cin} < 1$ est restreinte à une distance proche des électrodes. En revanche, sur des machines Z pinch, le paramètre β_{cin} est constant sur une grande zone et égal environ à 1 dans les autres parties du plasma puisque le plasma s'étend jusqu'à ce que la pression magnétique excède la pression cinétique : lorsque cela est le cas le jet de plasma produit devient instable. Les deux plateformes expérimentales peuvent alors devenir complémentaires, l'une (laser) ayant accès à de faible β_{cin} alors que l'autre (Z-pinch) possède une grande zone où β_{cin} est relativement constant et proche de 1.

II. Montage expérimental et diagnostic utilisé :

Nous allons maintenant présenter l'expérience que nous avons réalisée au moyen de l'installation ELFIE de l'Ecole Polytechnique de Paris.

A. Montage expérimental

La plateforme expérimentale afin de générer le champ magnétique externe est celle que nous avons exposée précédemment, nous permettant d'atteindre des champs de l'ordre de 20 T sur environ une centaine de tirs sans explosion ou dommage dans la chambre d'expérience. La tension appliquée nécessaire à la génération de 20 T (6 kV) nous a permis d'éviter un refroidissement de la bobine à l'azote liquide. La création du plasma de couronne a été réalisée par l'irradiation laser (50 J/500 ps FWHM) d'une cible solide (Mylar, la composition approchée de la cible est donnée dans le tableau 1.1 ou Cu). Le schéma expérimental est illustré en Fig. 3.16 :

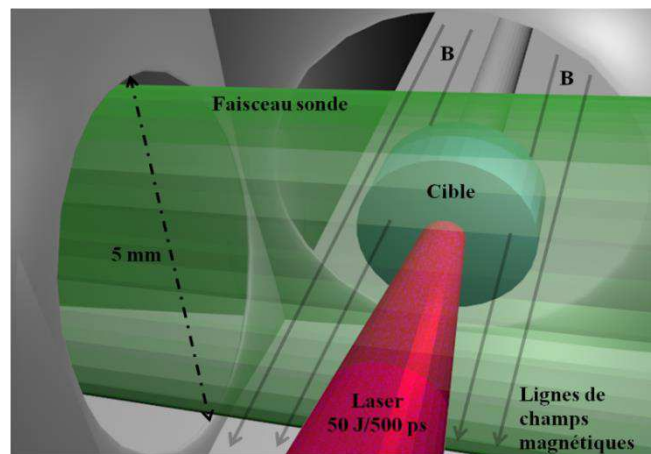


Figure 3.16 Montage expérimental.

L'installation ELFIE (voir partie 1) nous a permis d'avoir accès à un faisceau laser non comprimé de 50J/500 ps FWHM focalisé par une lentille de très longue focale $f = 2500$ mm sur une cible solide de cuivre de 2 mm de diamètre et de 250 μm d'épaisseur ou de Mylar de 2 mm de diamètre et de 750 μm d'épaisseur. L'utilisation d'une très longue focale est nécessaire afin que le faisceau :

- Ne soit pas coupé à l'entrée de la bobine dont l'ouverture est de 5 mm de diamètre

- Soit focalisé à une distance $\sim 5,5$ cm de l'entrée de la bobine (distance entre l'entrée de la bobine et le centre chambre)

Afin d'explorer différentes valeurs de β_{cin} , l'intensité sur cible a été variée entre $I = 10^{12} - 10^{14}$ W.cm⁻² en ajoutant ou retirant des densités optiques calibrées sur le chemin du faisceau laser, ainsi qu'en modifiant la forme de la tache focale par ajout ou non d'une lame de phase (RPP) [28]. Un exemple de tache focale avec et sans RPP est illustré en Fig. 3.17.

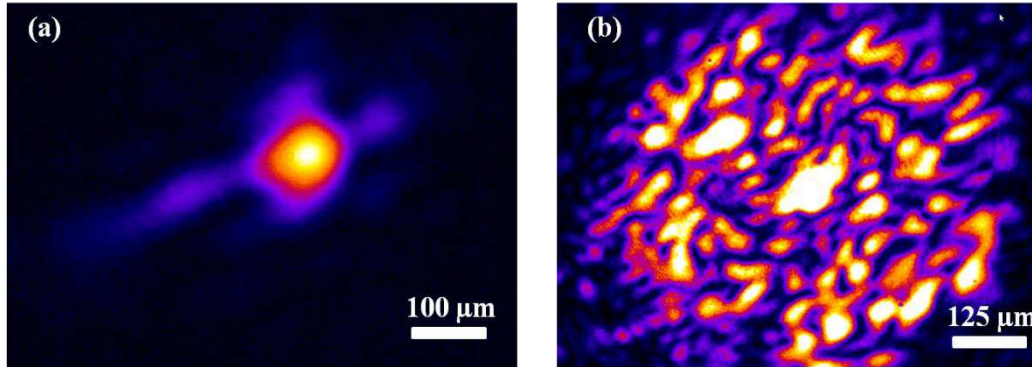


Figure 3.17 Exemple typique de tache focale (a) dans le cas sans RPP et (b) avec RPP.

La restriction expérimentale, à savoir seulement un accès perpendiculaire de 5 mm de diamètre au plasma de couronne (cf. Fig. 3.15), limite le nombre de diagnostics qu'il est possible d'implanter dans notre expérience. C'est pourquoi il est important de déterminer les paramètres les plus intéressants à étudier afin de pouvoir, par la suite, corrélater notre expérience à des simulations MHD et astrophysiques. Ainsi le diagnostic qui semble être à la fois le plus simple à mettre en œuvre et le plus pertinent est une mesure de densité utilisant un interféromètre Mach-Zehnder.

B. Diagnostic : principe de mesure de densité électronique dans un plasma par interférométrie Mach Zehnder

Il s'agit ici d'un système composé de deux miroirs et deux miroirs séparateurs 50/50 (cf. Fig. 3.18). Un premier faisceau est divisé en deux : un faisceau de référence et un autre se propageant au travers du plasma, introduisant une différence de marche temporelle entre les deux (dans notre cas, cette différence est négligeable, les deux faisceaux ayant une durée d'impulsion de 400 fs). Lorsque l'on recombine les deux faisceaux afin d'obtenir les franges d'interférence, il existe alors un déphasage entre les deux faisceaux uniquement lié à la variation de l'indice n lorsqu'une onde traverse un plasma. Ce déphasage nous permet alors de remonter à des valeurs de densités linéiques ($\int n_e dl$), c'est-à-dire intégrées sur la ligne de visée ou bien des valeurs de densités électroniques en volume (par inversion d'Abel en supposant une symétrie cylindrique, cf. Annexe I).

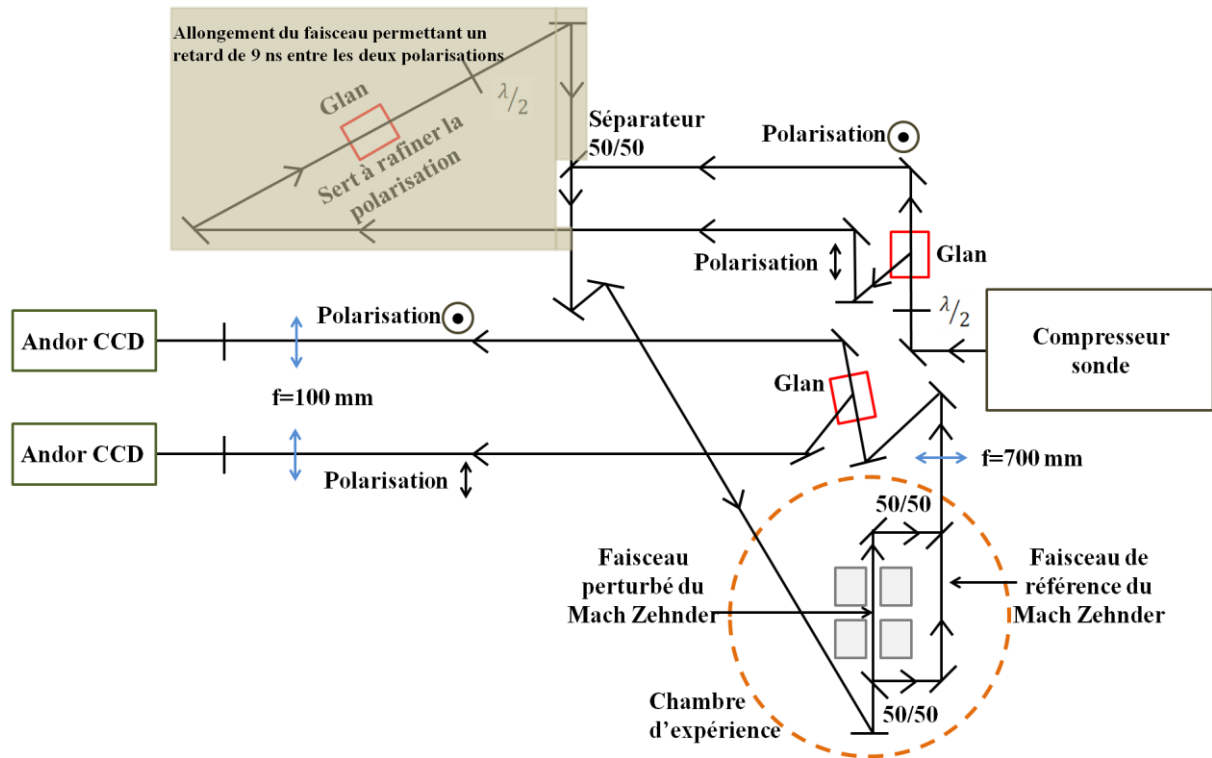


Figure 3.18 Schéma expérimental de la ligne de diagnostic.

Afin de tirer un maximum d'informations du diagnostic, la polarisation du faisceau sonde a été divisée en deux : S et P. Il est alors possible d'obtenir deux temps de sondage, séparés de 9 ns, au cours d'une seule interaction par l'allongement du trajet d'une des deux polarisations.

III. Présentation des résultats expérimentaux

A. Influence du champ B sur la collimation du plasma près de la source

Afin de déterminer l'influence du champ magnétique sur la dynamique d'expansion du plasma de couronne d'une cible solide au cours de son irradiation par un laser d'impulsion nanoseconde (500 ps FWHM) et d'intensité $I \sim 10^{12}\text{ W.cm}^{-2}$, des tirs en présence ou en absence de champ magnétique ont été effectués. Un exemple de comparaison est montré en Fig. 3.19 pour trois temps au cours de l'interaction (5 ns, 11 ns et 20 ns) et pour une cible CH.

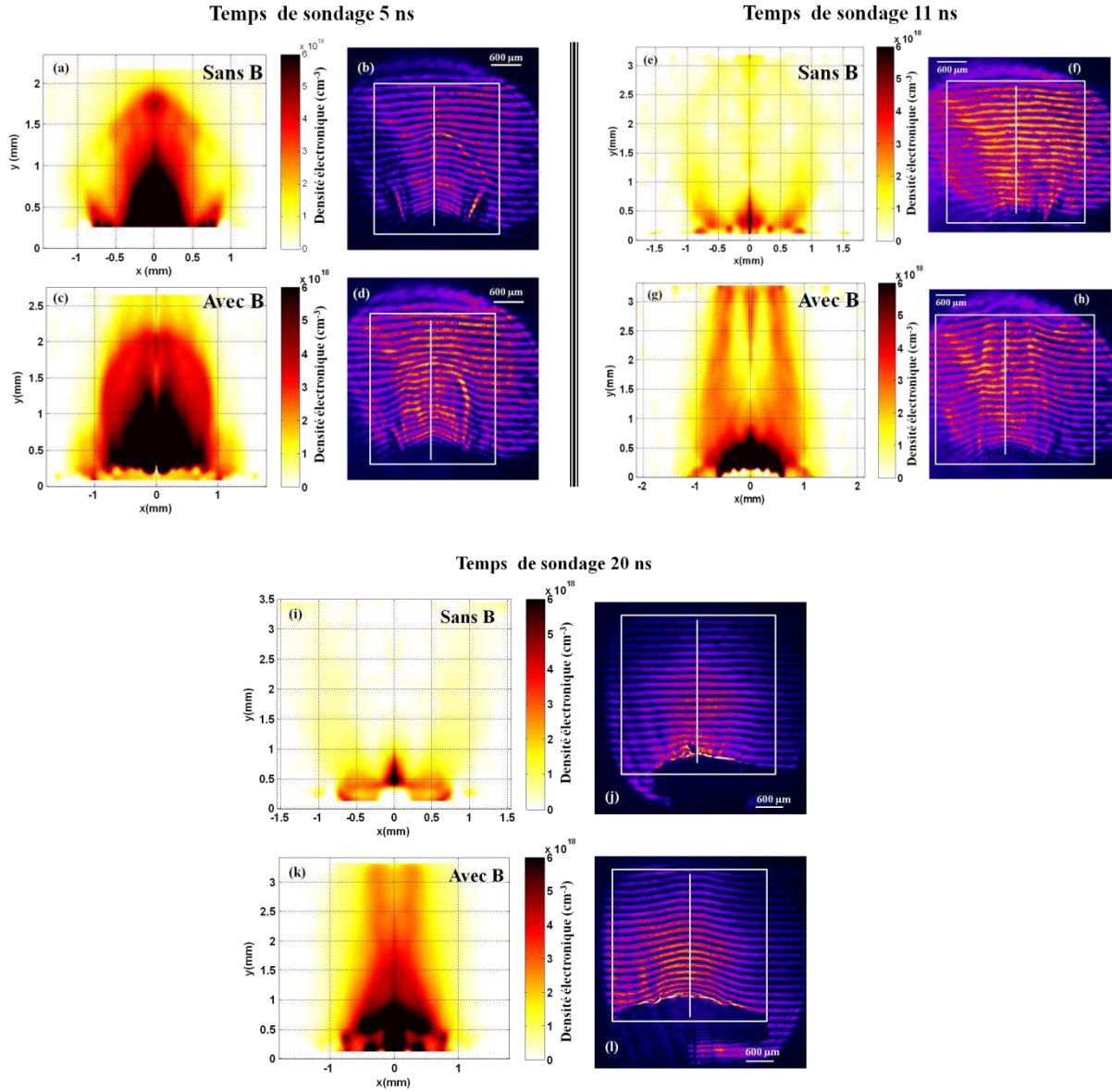


Figure 3.19 Densité électronique calculée par inversion d'Abel dans le cas sans champ magnétique (a) à 5 ns, (e) à 11 ns et (i) à 20 ns et images d'interférences correspondantes (b), (f) et (j) et dans le cas d'un champ magnétique d'environ 20 T (c) à 5 ns, (g) à 11 ns et (k) à 20 ns et images d'interférences correspondantes (d), (h) et (l).

Dans les premiers moments de l'interaction (cf. Fig. 3.19.a et 3.19.c), il n'existe pas de différence fondamentale entre le cas avec et sans champ magnétique externe. Le plasma semble néanmoins s'étendre longitudinalement de façon légèrement plus importante dans le cas avec B (~ 2 mm) que sans B ($\sim 1,9$ mm). Cette différence minime entre le cas avec et sans champ magnétique n'est pas significative car le temps de sondage est inférieur au temps de collimation (cf. Fig. 3.13). A des temps plus longs, 11 ns et 20 ns (cf. Fig. 3.19.c, 3.19.g, 3.19.i et 3.19.k) de fortes différences sont observées. Le plasma dans le cas sans B s'étend de façon quasi hémisphérique et atteint la limite de résolution en densité de notre diagnostic ($\sim 1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$) à 20 ns après le début de l'interaction. L'ajout d'un champ magnétique externe confine alors le plasma le long de l'axe, avec l'apparition de structures internes au jet qui seront étudiées par la suite. Il est à noter également que le rayon de collimation ($\sim 0,5\text{-}1$ mm) est en accord avec celui calculé par la formule (3.1) pour une intensité de $I \sim 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$.

B. Reproductibilité des données expérimentales

Nous allons en premier lieu nous intéresser à la reproductibilité des données expérimentales qui nous permettra par la suite, de déterminer une morphologie typique d'écoulement plasma en environnement magnétisé. Pour ce faire, nous allons comparer deux tirs acquis sur les deux différentes caméras (cf. Fig. 3.18) à des temps comparables (10 ns et 11 ns). Les résultats expérimentaux sont illustrés en Fig. 3.20 :

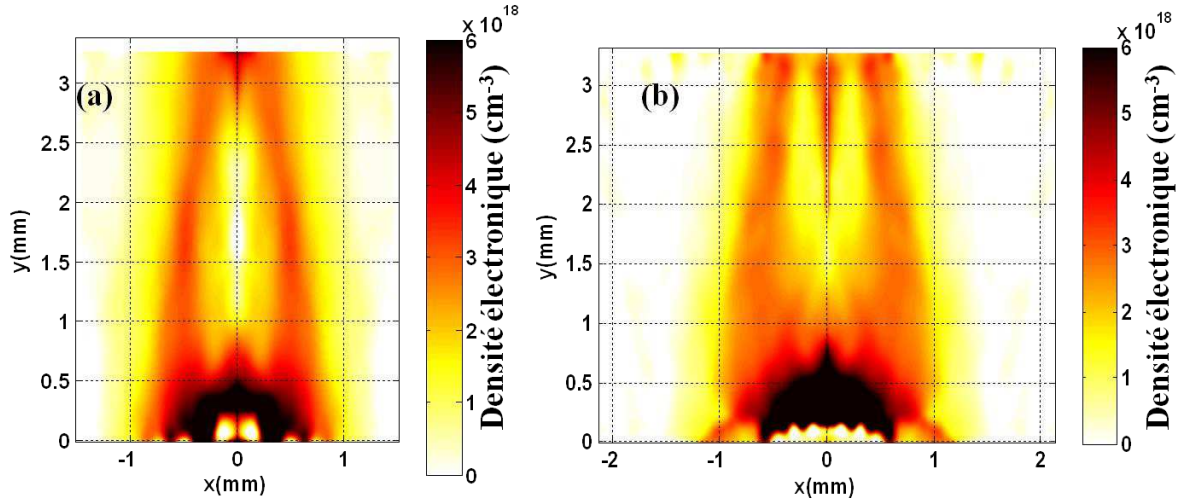


Figure 3.20 Densité électronique calculée par inversion d'Abel pour une cible CH irradiée par un laser $I \sim 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ (a) 10 ns (b) 11 ns après le début de l'interaction.

Comme nous pouvons le voir sur la Fig. 3.20 la reproductibilité des données est très bonne. La morphologie du jet est respectée mais également son élongation radiale et longitudinale aux fluctuations de l'énergie laser près (il existe une différence d'environ 7% sur l'énergie laser entre les deux tirs). Il existe néanmoins de petites différences au niveau la zone de convergence des deux bras de plasma par exemple, mais qui ne jouent pas un rôle majeur dans notre analyse.

C. Dynamique de l'évolution du plasma à la base de l'écoulement à $I \sim 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$

1. Le cas du CH

Nous allons maintenant déterminer la dynamique du plasma sous l'effet d'un champ magnétique externe dans le cas d'une intensité de $I \sim 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$, pour une cible CH et à des distances relativement proches de la zone d'interaction ($< 5 \text{ mm}$). Les résultats expérimentaux sont illustrés en Fig. 3.21 :

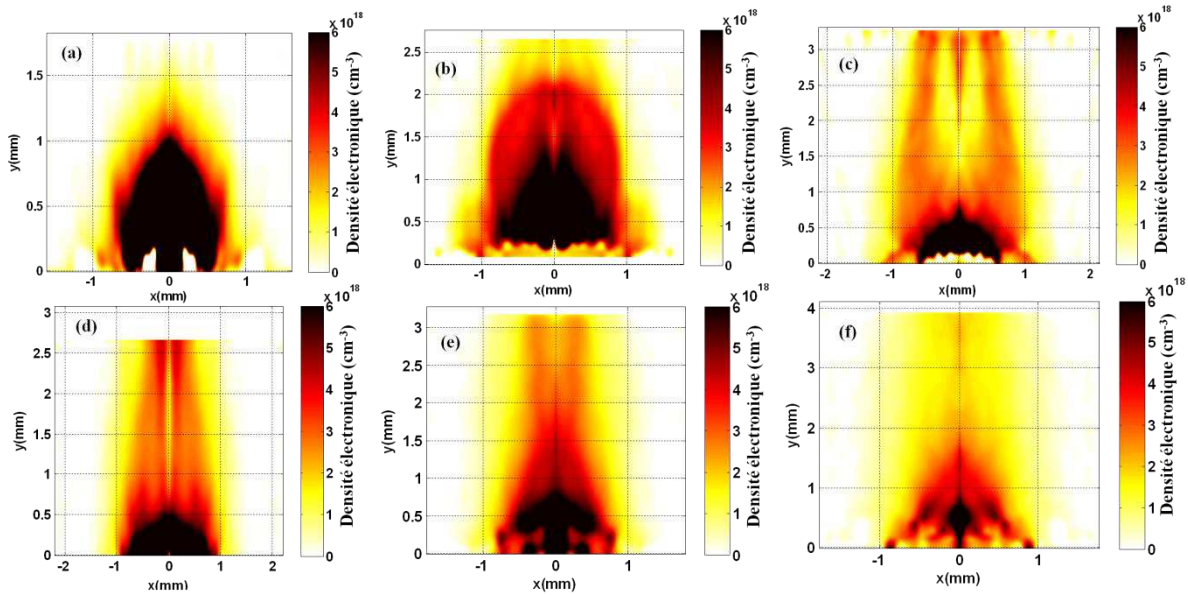


Figure 3.21 Densité électronique déduite par inversion d'Abel pour une cible CH irradiée par un laser $I \sim 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ (a) 1 ns (b) 5 ns (c) 11 ns (d) 14 ns (e) 20 ns et (f) 29 ns après le début de l'interaction.

L'observation de la Fig. 3.21 nous permet de déterminer une dynamique qui va refléter la manière dont la pression magnétique équilibre la pression cinétique. Dans les premiers moments de l'interaction ($t \sim 5 \text{ ns}$), le plasma atteint son expansion radiale maximale. A des temps plus importants ($t > 5 \text{ ns}$), le plasma est accumulé dans la région d'équilibre des pressions, puis est redirigé vers l'axe lorsque la pression cinétique du plasma diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la zone d'interaction ($y=0 \text{ mm}$). Pour ces temps relativement important après le début de l'interaction, on peut considérer que la dynamique du plasma est dominée exclusivement par la pression magnétique. Ainsi les deux bras de plasma semblent s'entrechoquer, autour de 3,2 mm à $t=11 \text{ ns}$ (bien que cela ne soit pas si évident au premier abord) puis autour de 3 mm pour $t=14 \text{ ns}$ et 2 mm pour $t=20 \text{ ns}$.

Remarque :

Il est intéressant de noter que la zone où les deux bras de plasmas semblent s'entrechoquer, pour des conditions de tirs similaires (intensité sur cible, matériau, temps de sondage), se situe toujours au même endroit si on regarde à un temps donné au cours de l'interaction, par exemple dans le cas de la Fig. 3.20, elle se situe toujours autour de $y \sim 3,2 \text{ mm}$. Au cours de l'irradiation laser, en revanche, le taux de masse ablaté (et par voie de conséquence ρv^2) n'est pas constant temporellement. Ainsi la zone qui pourrait être associée à un choc se déplace évidemment en fonction du taux de masse ablaté. Il existe donc une corrélation entre la distance de la source à la zone de convergence du plasma (nous verrons par la suite qu'il s'agit d'une zone de choc) et le taux de masse ablaté.

2. Le cas Cu

Nous allons maintenant déterminer la dynamique à la base de l'écoulement plasma dans le cas d'une cible à haut Z (Cu) et toujours pour une intensité de l'ordre de $I \sim 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$. Dans ces conditions les processus de refroidissement radiatif deviennent beaucoup plus importants que dans le cas du CH et peuvent amener à une collimation de la plume plasma ainsi produite [27]. Nous allons montrer dans un premier temps, l'influence d'un champ magnétique externe intense (20 T) sur la dynamique du plasma de couronne en s'intéressant à des cas avec et sans champ B (cf. Fig. 3.22).

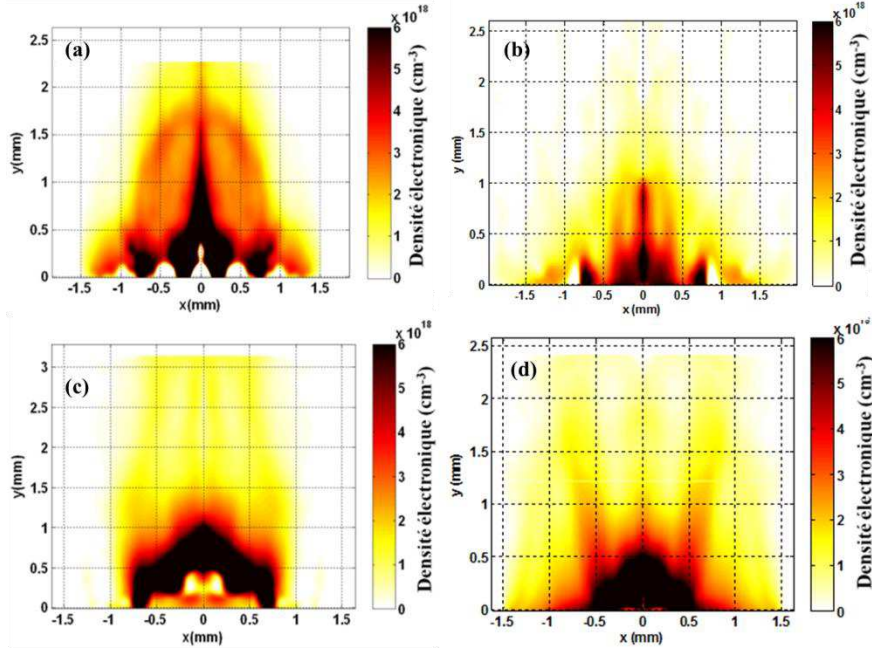


Figure 3.22 Densité électronique déduite par inversion d'Abel pour une cible Cu irradié par un laser $I \sim 10^{12}$ W.cm⁻² avec champ magnétique 20 T (a) à 5 ns (c) à 14 ns et sans champ magnétique (b) à 5 ns et (d) à 14 ns.

Ce cas est légèrement différent des résultats avec une cible de CH. A temps courts, i.e. 5 ns après le début de l'interaction (cf. Fig. 3.22.a et Fig. 3.22.b), on observe déjà des différences dans l'élongation longitudinale de la plume plasma (~ 2 mm avec champ magnétique et ~ 1 mm sans champ). A temps plus longs, i.e. 14 ns, le plasma dans le cas avec B (cf. Fig. 3.22.c) est contraint le long de l'axe alors qu'il s'étend de façon beaucoup plus hémisphérique dans le cas sans champ B (cf. Fig. 3.22.d).

Nous nous intéressons ensuite à la dynamique de la plume plasma immergée dans un champ magnétique externe de 20 T (cf. Fig. 3.23) et étudiée les différences avec les résultats issus d'une cible de CH.

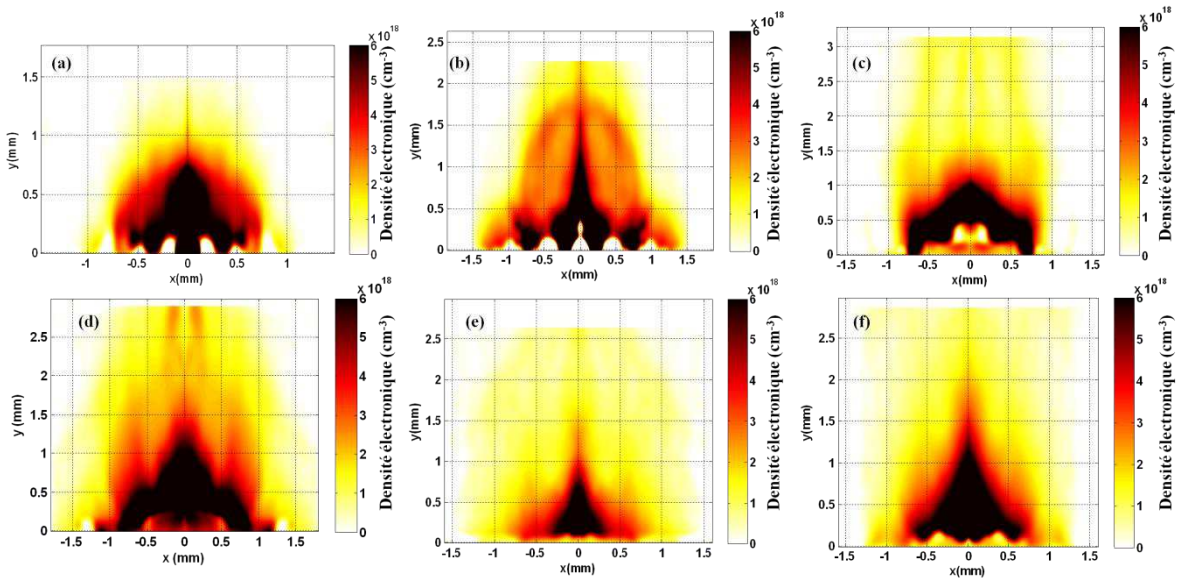


Figure 3.23 Densité électronique déduite par inversion d'Abel pour une cible Cu irradié par un laser $I \sim 10^{12}$ W.cm⁻² (a) 1 ns (b) 5 ns (c) 11 ns (d) 14 ns (e) 20 ns et (f) 29 ns après le début de l'interaction.

La comparaison entre la dynamique de deux différents matériaux (CH et Cu) nous permet d'obtenir des informations sur les pertes radiatives dans le plasma en environnement magnétisé (cf. Fig. 3.21 et 3.23). En effet, les pertes radiatives sont plus importantes avec une cible de Cu qu'avec une cible de CH. La pression interne du plasma est alors fortement diminuée et son accélération radiale est inhibée [29]. C'est exactement ce qui se passe dans le cas de Cu (cf. Fig. 3.23). En comparant les deux cas Cu et CH à 5 ns après le début de l'interaction, on se rend compte que l'extension radiale du plasma est un peu plus importante dans le cas de CH ($R \sim 1$ mm) que dans le cas de Cu ($R \sim 0,7$ mm) mais également que la densité électronique est plus faible dans le cas Cu que CH. Ainsi l'accumulation de matière dans la zone où la pression cinétique du plasma balance la pression magnétique externe est moindre pour Cu et nous n'observons pas clairement la formation de la cavité et de la convergence du choc vers l'axe.

Première approche qualitative des différences observées entre les deux matériaux :

Les différences observées dans les deux matériaux (CH et Cu) peuvent être approchées par les pertes par radiation que subit le plasma : perte par Bremsstrahlung et perte par recombinaison. La puissance émise par unité de volume par Bremsstrahlung peut s'écrire comme [30] :

$$W_B[\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}] = 1.6 \cdot 10^{-27} Z n_e^2 T_e^{1/2} (\text{eV}) \quad (3.12)$$

Et la puissance émise par unité de volume par recombinaison peut prendre la forme [30] :

$$W_R[\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}] = W_B * 2.4 \frac{Z^2 E_H}{k_B T_e} \quad (3.13)$$

Les pertes radiatives dans le cas de Cu vont alors être beaucoup plus importantes que dans le cas de CH. Ainsi en considérant la formule (3.12), on remarque que la différence principale pour des pertes par Bremsstrahlung se situe dans le numéro atomique Z . Il existe un facteur d'environ 5 entre le Z du CH et de Cu. Il est vrai qu'il peut exister des différences de températures entre les deux matériaux mais pas d'un facteur 5 (et surtout que la température est à la puissance $1/2$). Ainsi les pertes par Bremsstrahlung sont plus importantes (à densités données) pour Cu que pour CH. En ce qui concerne les pertes par recombinaison, l'effet est encore plus prononcé car la puissance émise est fonction de Z^2 . Il est alors évident que les pertes radiatives sont beaucoup plus importantes dans le cas de Cu que dans le cas de CH, en cohérence avec les différences observées expérimentalement. Afin d'illustrer ce phénomène, nous allons évaluer les différents temps de refroidissement radiatif (Bremsstrahlung et recombinaison) en faisant le rapport entre la densité d'énergie du plasma ($E_p = \frac{3}{2} n_e T$ J.cm⁻³) et les puissances émises par Bremsstrahlung et recombinaisons dans deux cas : le premier pour une densité de $5 \cdot 10^{21}$ cm⁻³ qui correspond environ à la zone de lancement du jet et pour une densité de $5 \cdot 10^{18}$ cm⁻³. Les résultats sont représentés sur le tableau 3.3.

Matériau	Densité (cm ⁻³)	t _{Br} (ns)	t _{recomb} (ns)	t _h (ns)
CH	5.10 ¹⁸	3300	300	10
	5.10 ²¹	4,6	1	15
Cu	5.10 ¹⁸	610	2,14	11
	5.10 ²¹	1	0,0088	17

Tableau 3.3 Rapport entre la densité d'énergie du plasma et des puissances émises par Bremsstrahlung (t_{Br}) et recombinaisons (t_{recomb}) ainsi que le temps de refroidissement hydrodynamique (équation (3.9) [27]) pour les différents matériaux. A noter qu'une température de 100 eV a été utilisé pour la densité $5.10^{21} \text{ cm}^{-3}$ et de 50 eV pour une densité de $5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dans le cas de CH et une qu'une température de 100 eV a été utilisé pour la densité $5.10^{21} \text{ cm}^{-3}$ et de 40 eV pour une densité de $5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dans le cas de Cu. Les différentes valeurs de températures sont issues des simulations qui seront présentées par la suite.

Le tableau illustre bien l'importance des processus de refroidissement par recombinaison par rapport aux processus de refroidissement par Bremsstrahlung. Cette différence est largement accentuée dans le cas de Cu où les pertes par recombinaisons écrasent les pertes par Bremsstrahlung et ce quelle que soit la densité du plasma.

Une remarque intéressante est à apporter à plus faible densité, $5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ c'est-à-dire la zone de propagation du jet. En effet, si on compare le temps de refroidissement hydrodynamique au temps de refroidissement par recombinaisons dans le cas du CH, on se rend compte que les pertes par recombinaisons dans cette zone n'ont que très peu d'effet sur la dynamique du plasma. En revanche, dans le cas de Cu, ce n'est plus du tout le cas et les pertes par recombinaisons vont jouer un rôle majeur. Cela pourrait expliquer les différences expérimentales que nous avons observées pour les deux matériaux.

D. Morphologie de l'écoulement de plasma

Nous allons maintenant nous intéresser à la morphologie à longue distance d'un écoulement de plasma sous l'influence d'un champ magnétique externe intense. Afin de reconstruire les écoulements dans leur ensemble, nous avons utilisé la technique expérimentale illustrée sur la Fig. 3.24. La cible est déplacée dans le tube de la quantité désirée, de même que la lentille de focalisation du laser afin de le focaliser à la nouvelle position de la cible. Ainsi l'écoulement plasma est décalé, nous permettant de sonder différentes parties du jet.

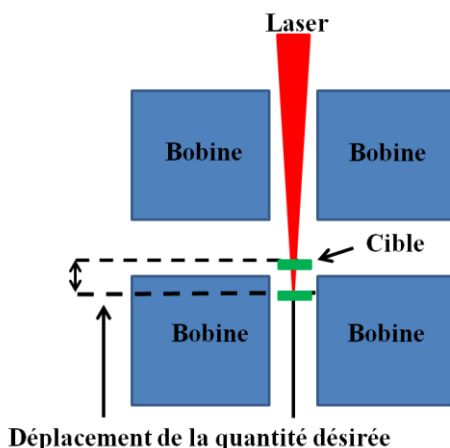


Figure 3.24 Technique expérimentale permettant une étude de la morphologie à longue distance de l'écoulement plasma.

1. Reconstruction expérimentale de l'écoulement plasma à longue distance

Les écoulements pour trois temps au cours de l'interaction (14 ns, 20 ns et 29 ns) sont représentés sur la Fig. 3.25 pour le cas CH.

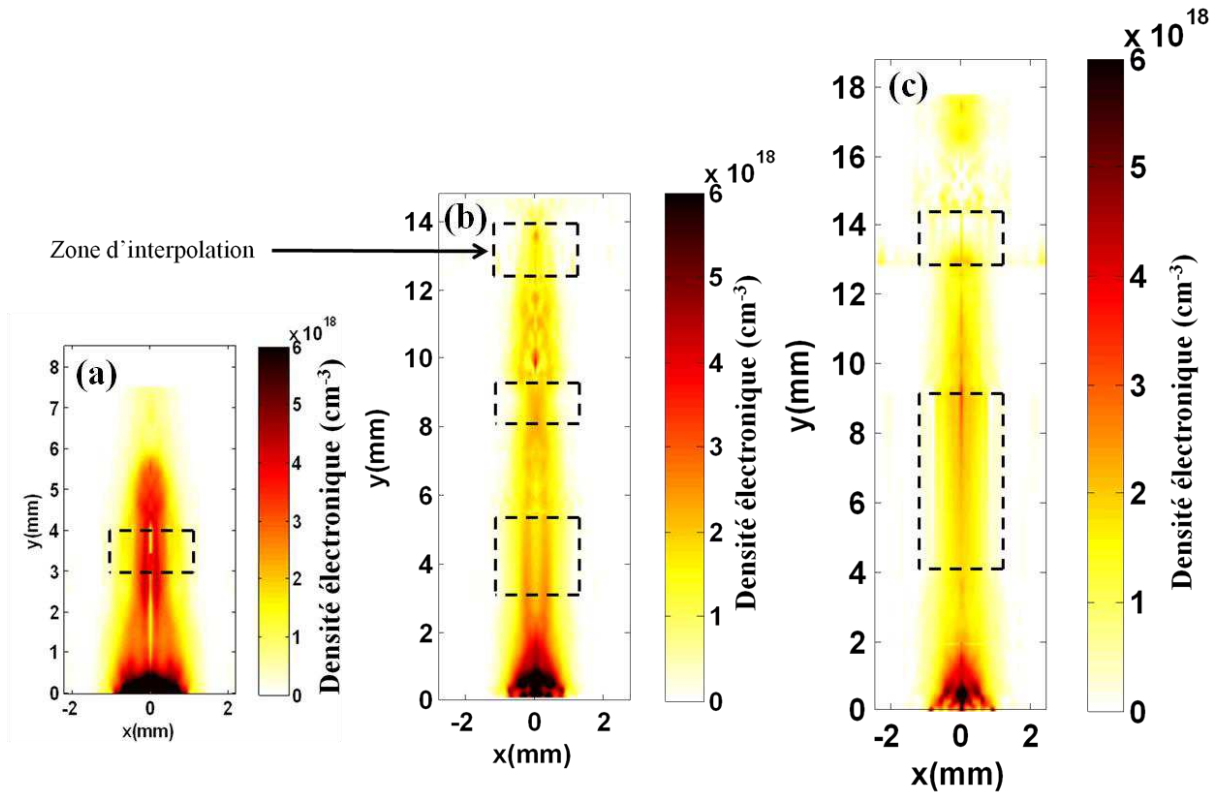


Figure 3.25 Densité électronique calculée par inversion d'Abel pour une cible CH irradiée par un laser $I \sim 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ (a) 14 ns (b) 20 ns et (c) 29 ns après le début de l'interaction. Les zones en pointillées sont les zones qui ont été extrapolées.

L'analyse de la Fig. 3.25 nous permet de déterminer une morphologie à longue distance typique de l'écoulement plasma en environnement magnétisé :

- L'apparition d'une cavité
- La convergence du plasma vers l'axe et qui forme une zone de collisions des deux bras
- La propagation du jet qui subit éventuellement un ou plusieurs phénomènes de recollimation [22]

Au cours de nos expériences, nous n'avons pu observer de multiples phénomènes de recollimation car le taux d'ablation de masse n'est pas assez élevé pour une intensité sur cible de l'ordre de $10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$. Les simulations suggèrent néanmoins qu'avec un taux de masse ablaté plus important (donc avec une intensité laser plus importante) il serait possible de voir ce phénomène de manière expérimentale : on discerne sur la Fig. 3.25.c un début de recollimation.

2. Influence du paramètre β sur la morphologie du jet

Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence du paramètre β sur la morphologie globale des jets de plasmas. Afin de faire varier ce paramètre, l'intensité du laser a été modifiée. Nous allons plus particulièrement porter notre attention sur deux cas : l'un à $\sim 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ et l'autre à $\sim 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$ pour une cible de Cu. Les résultats expérimentaux sont présentés en Fig. 3.26 :

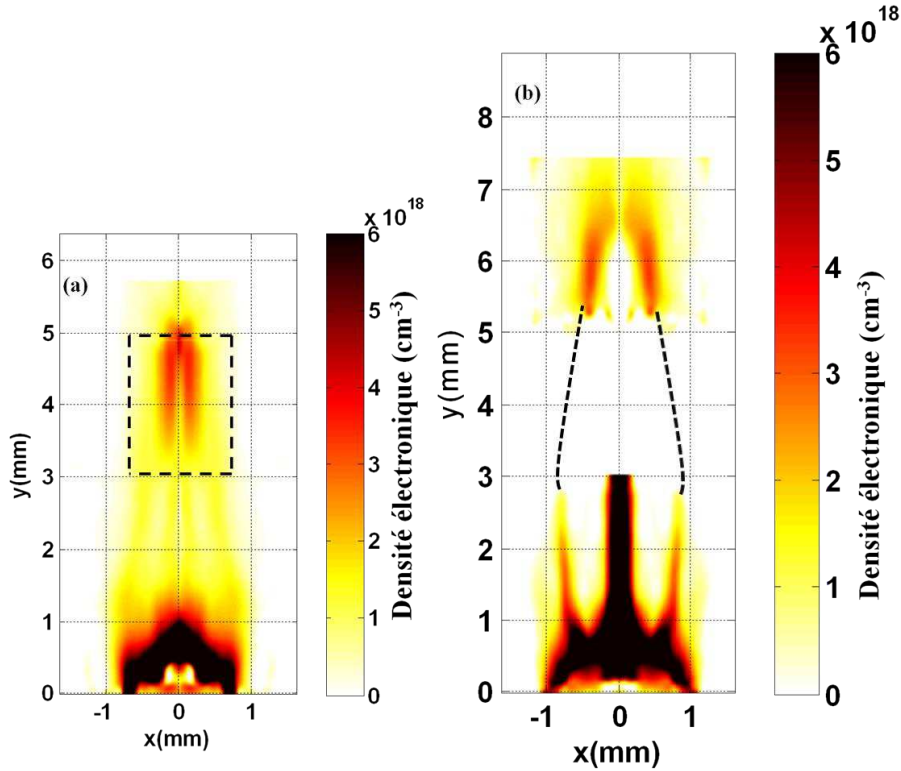


Figure 3.26 Densité électronique calculée par inversion d'Abel pour une cible Cu irradié par un laser (a) $I \sim 10^{12}$ W.cm $^{-2}$ et (b) $I \sim 10^{13}$ W.cm $^{-2}$ 11 ns après le début de l'interaction. Les zones en pointillées sont les zones qui ont été extrapolées.

On note des différences importantes :

- ❖ L'élongation radiale de la cavité n'est pas la même pour les différentes intensités. En effet, la surface où la pression magnétique balance la pression cinétique du plasma n'est plus la même. Dans le cas de l'intensité $I \sim 10^{13}$ W.cm $^{-2}$ l'élongation radiale de la cavité est plus importante que dans le cas $I \sim 10^{12}$ W.cm $^{-2}$ car la pression cinétique (ρv^2) du plasma est plus importante.
- ❖ La zone de convergence du plasma sur l'axe est modifiée par une pression cinétique plasma moins importante dans le cas $I \sim 10^{12}$ W.cm $^{-2}$ que dans le cas $I \sim 10^{13}$ W.cm $^{-2}$. Elle se situe alors autour de ~ 5 mm pour $I \sim 10^{12}$ W.cm $^{-2}$ et de ~ 7 mm pour $I \sim 10^{13}$ W.cm $^{-2}$.
- ❖ Suivant l'intensité du faisceau laser, l'angle de convergence des bras de plasmas est modifié et les particules après collision peuvent être accélérées de manière différente. En effet l'angle de collision des deux bras est dépendant du paramètre β_{cin} , c'est-à-dire que plus β est grand, plus l'angle de collision, c'est-à-dire l'angle entre les deux bras de l'écoulement plasma est grand (il existe même un paramètre β_{cin} à partir duquel il n'y a plus de collision entre les deux bras de plasma).

IV. Comparaisons entre simulations MHD GORGON et expérience

Nous allons maintenant nous intéresser à comparer les données expérimentales à des simulations magnéto-hydrodynamiques (MHD) afin de caractériser de manière plus pertinente la morphologie du jet, notamment en ayant accès à des paramètres non mesurés comme la température mais également en extrapolant à des conditions non testées expérimentalement. Afin de simuler l'interaction d'un laser d'impulsion (ns) avec une cible solide et immergée dans un champ magnétique externe, l'utilisation de

deux codes est nécessaire. Le premier (DUE) [31] est un code 2D hydro-radiatif et qui modélise l'interaction du laser avec une cible solide sans champ magnétique. Les sorties de DUE sont alors converties en 3D par révolution cylindrique et après 1,2 ns, les paramètres du plasma généré (taille, vitesse, densité et température) sont injectés dans GORGON qui est un code MHD 3D au sein duquel il existe la possibilité d'ajouter un champ magnétique externe.

A. La plateforme de simulations DUE + GORGON

DUE [31] est un code Lagrangien 2D qui résout les équations de conservation de la masse et de l'impulsion pour un fluide seul. La conservation de l'énergie est quant à elle séparée pour les électrons et les ions. La géométrie 2D est cartésienne ou cylindrique. Les échanges d'énergie électron-ion via les collisions sont également pris en compte. Les propriétés physiques des matériaux sont décrites par une équation d'état (EOS) à deux températures. Les tables d'opacités sont également générées au moyen du code SNOP MIX et le rayonnement est pris en compte au moyen d'une diffusion multigroupe. Un exemple de simulations DUE, utilisé comme point de départ de la simulation GORGON est illustré en Fig. 3.27.

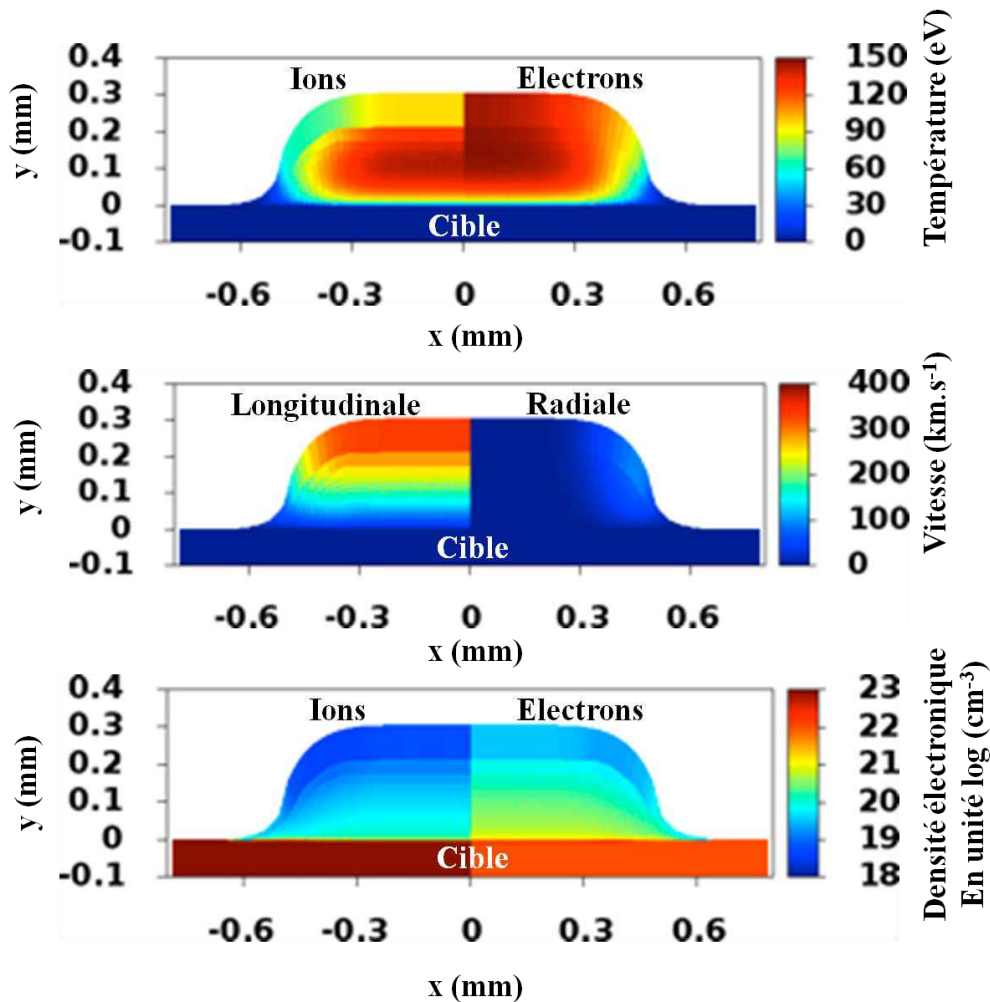


Figure 3.27 Simulations DUE sans champ magnétique externe de l'irradiation laser d'une cible CH d'épaisseur 150 μm par une impulsion d'énergie de ~ 4 J, et de durée 400 ps FWHM produisant une intensité sur cible de l'ordre de 10^{12} W.cm^{-2} . Toutes les cartes sont tracées à un temps de 1.2 ns après le début de l'interaction. Le laser provient du haut de la boîte et irradie la cible à $y=0$ mm

La carte en 2D de DUED est alors projetée en 3D afin de pouvoir l'utiliser comme entrée dans le code 3D MHD GORGON. Un exemple de projection 3D de la Fig. 3.27 est illustré pour la densité électronique et la température sur la Fig. 3.28.

GORGON [32] est quant à lui, un code 3D magnétohydrodynamique (MHD) résistif qui résout les équations MHD sur une grille 3D cartésienne. La conservation de l'énergie est également séparée pour les ions et les électrons permettant un couplage pertinent avec DUED. Les équations de conservation de masse, d'impulsion et d'énergie interne pour les ions et les électrons sont respectivement données par :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) &= 0 \\
 \frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) &= -\nabla P + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \\
 \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_i \mathbf{V}) &= -p_i \nabla \cdot \mathbf{V} - \nabla \cdot \mathbf{q}_i + \Delta_{ie} \\
 \frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_e \mathbf{V}) &= -p_e \nabla \cdot \mathbf{V} - \nabla \cdot \mathbf{q}_e + \eta |\mathbf{J}|^2 - \Lambda + \Delta_{ei}
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

Avec ρ la densité, \mathbf{V} la vitesse, $P = p_i + p_e$ ou p_i est la pression des ions liés à l'énergie interne par l'équation d'état $\varepsilon_i = p_i/(\gamma - 1)$ et p_e la pression électronique par $\varepsilon_e = p_e/(\gamma - 1) + Q(\bar{Z})$ ou $Q(\bar{Z})$ est l'énergie d'ionisation calculée à partir d'un modèle de Thomas-Fermi. Les flux de chaleur $\mathbf{q}_i = -\kappa_i \nabla T_i$ et $\mathbf{q}_e = -\kappa_e \nabla T_e$ sont décrits par les coefficients de transport de Braginskii [33], les effets de radiations par le terme Λ et le chauffage ohmique par le terme source $\eta |\mathbf{J}|^2$. Les échanges d'énergie par collisions entre les ions et les électrons (Δ_{ie} et Δ_{ei}) sont également pris en compte.

Le groupe d'équations (3.14) est alors couplé avec les équations de Maxwell :

$$\begin{aligned}
 \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\
 \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

et l'évolution des champs magnétiques est décrite au travers du potentiel vecteur \mathbf{A} . En combinant les équations de Faraday avec la loi d'Ohm, on obtient :

$$\mathbf{E} = \eta \mathbf{J} - \mathbf{V} \times \mathbf{B} \tag{3.16}$$

Et l'évolution temporelle des champs électromagnétiques est alors dictée par :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -c^2 \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} - \frac{\mu_0 c^2}{\eta} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \frac{\mu_0 c^2}{\eta} \mathbf{V} \times \nabla \times \mathbf{A} \tag{3.17}$$

Dans notre cas, il est possible d'ajouter un champ magnétique pour ainsi voir son influence sur la dynamique du plasma mais également comparer nos résultats expérimentaux avec des simulations 3D MHD.

Remarque

Les simulations GORGON que nous allons présenter par la suite nécessite une densité de fond. Dans notre cas, elle sera prise comme $\rho_{\text{vide}} = 1.10^{-4} \text{ kg.m}^{-3}$, valeur qui a été vérifié pour ne pas induire de structure « numérique » indépendante des phénomènes physiques que nous souhaitons étudiés.

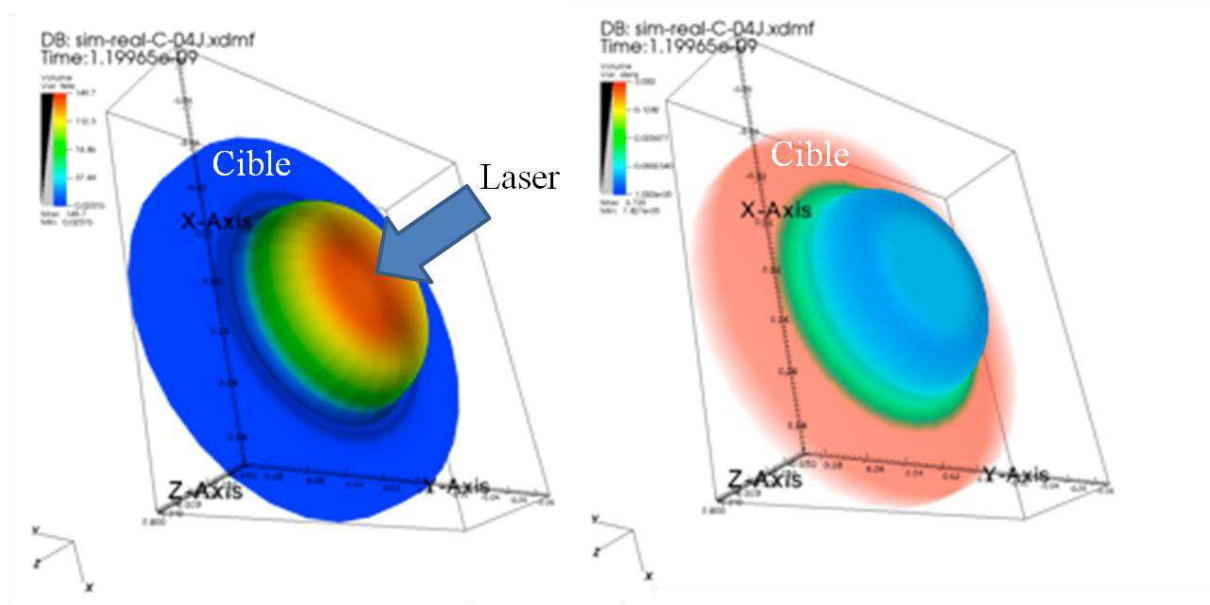


Figure 3.28 Exemple de projection 3D de la densité et de la température des simulations DUE2D de la Fig. 3.27 permettant d'être utilisée comme entrée pour le code MHD 3D DUE2D.

B. Comparaisons entre l'expérience et la simulation

Les paramètres d'entrée de la simulation GORGON pour une cible de CH à une intensité de $\sim 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ sont ceux qui ont été exposés dans la Fig. 3.27 (DUE2D). Nous allons tout d'abord nous intéresser aux temps courts ($t \sim 5 \text{ ns}$), c'est-à-dire en dessous du temps de collimation ($t \sim 8-9 \text{ ns}$) calculé dans la section I.A. Il est à noter que la cible de la simulation n'est pas exactement du CH mais seulement du C. Il est en effet assez complexe de modéliser exactement le CH que nous avons utilisé en expérience car il ne s'agit pas exactement de CH (Mylar, cf. tableau 1.1). De plus, les tables d'opacités pour ce genre de matériau composé ne sont pas très bien connues.

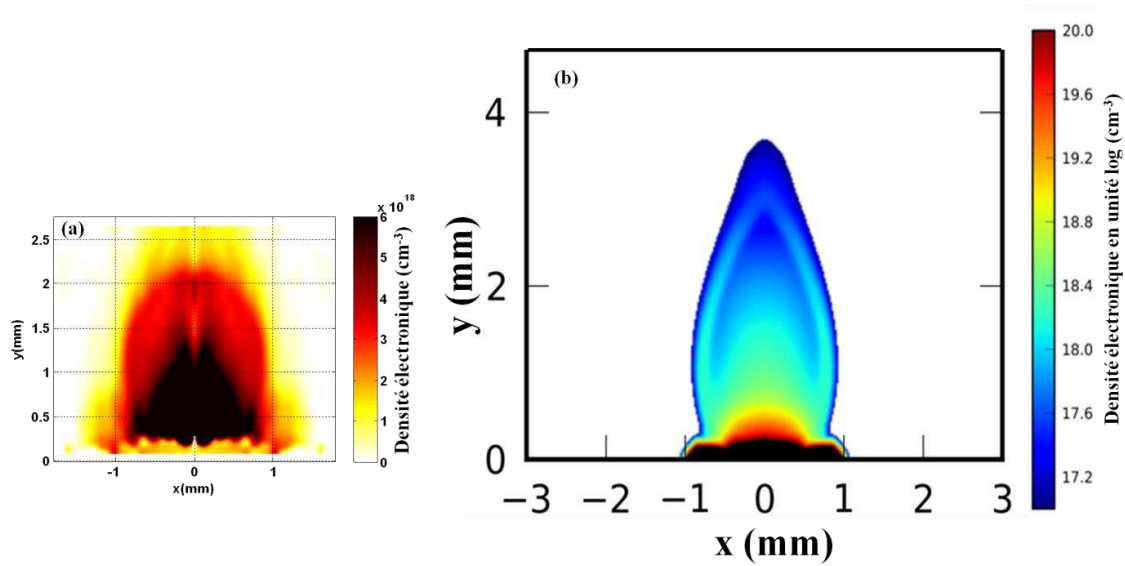


Figure 3.29 Comparaison à 5 ns de la densité électronique après le début de l'interaction entre (a) données expérimentales et (b) simulation GORGON.

La première phase (cf. Fig. 3.29) correspond à l'expansion initiale de la plume plasma. L'élongation radiale maximale observée en expérience $R \sim 0,9$ mm est alors en excellent accord avec les simulations GORGON à 5 ns après le début de l'interaction. L'enveloppe de matière choquée (illustré par l'augmentation de densité sur les bords de la cavité sur la Fig. 3.29.) au niveau de l'interface où la pression cinétique du plasma balance la pression magnétique ($\rho v^2 \sim B^2/2\mu_0$) n'est en revanche pas clairement observée sur les données expérimentales. Il peut s'agir alors d'une insuffisance au niveau de la résolution du détecteur.

Remarque

Une petite remarque intéressante à retenir est que cette enveloppe de matière choquée (cf. Fig. 3.29.b) sur les bords de la cavité est un processus réellement physique, qui est issue de la compression des lignes de champs. Il ne s'agit pas d'un effet numérique dû à la présence d'une densité de fond. Ce phénomène a été vérifié en faisant varier la densité de fond de la simulation.

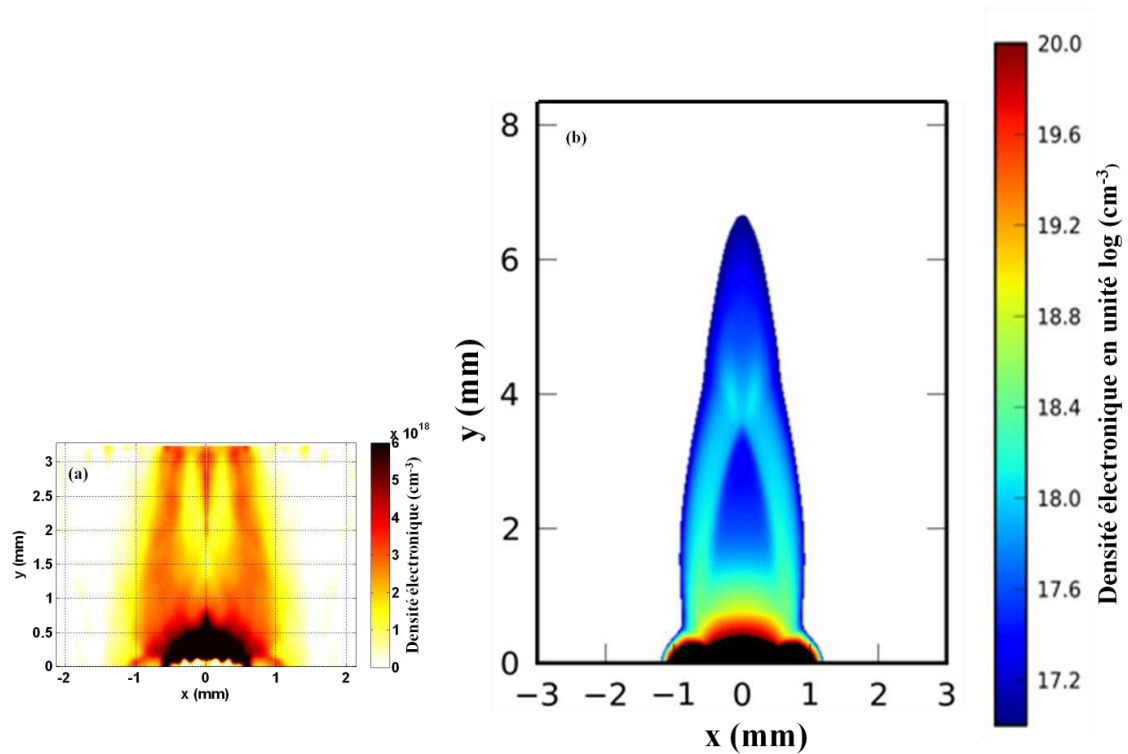


Figure 3.30 Comparaison à environ 10 ns de la densité électronique après le début de l'interaction entre (a) données expérimentales (11 ns) et (b) simulation GORGON (10 ns).

La dynamique près de la source à temps longs dans le laboratoire nous montre la formation d'une cavité en dessous de 3 mm et une zone de convergence du plasma autour de 3,2 mm (cf. Fig. 3.30). La simulation GORGON reproduit assez bien cette morphologie où la zone de convergence se situe autour 3,2 - 3,4 mm. Il existe cependant de petites différences (ce n'est pas exactement 3,2 mm mais un peu plus loin qu'à lieu la convergence du plasma) qui commencent à apparaître du fait que le matériau simulé n'est pas exactement le même que celui qui a été utilisé en expérience, néanmoins la morphologie du jet est très bien respectée.

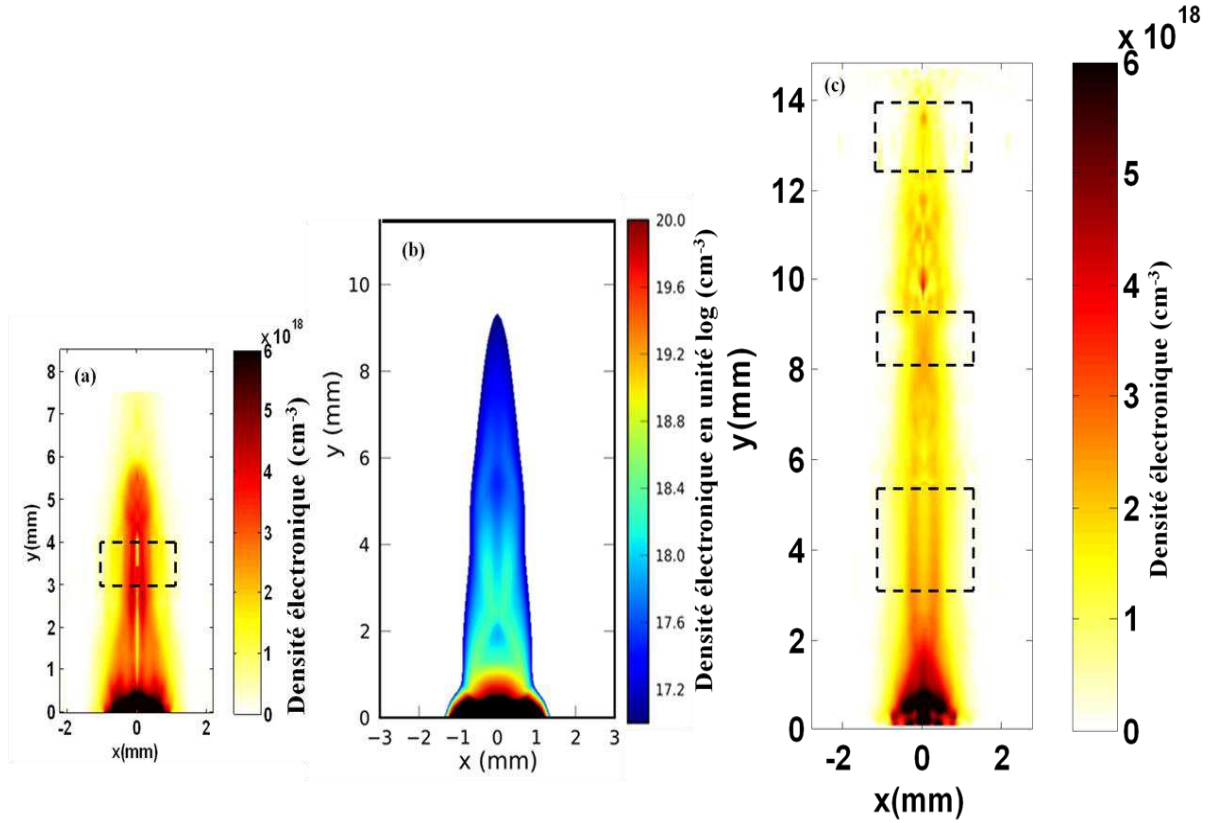


Figure 3.31 Comparaisons entre données expérimentales et simulations GORGON à temps longs. (a) jet reconstruit à 14 ns, (b) Simulations GORGON à 15 ns et (c) jet reconstruit à 20 ns. Les zones en pointillées sont les zones qui ont été extrapolées.

A temps longs (~ 15 ns), le problème évoqué ci-dessus devient important. Le cas expérimental se rapprochant le plus de la simulation est alors le jet à 20 ns après le début de l'interaction. On peut alors observer sur la simulation deux zones de convergence du plasma : une première se situant autour de 2-3 mm et une seconde se situant autour de 6-8 mm, bien qu'elle ne soit pas évidente sur la simulation GORGON (cf. Fig. 3.31.b). Il peut donc exister plusieurs zones de convergence du plasma induisant un phénomène de recollimation et permettant ainsi au plasma de se développer comme un jet très bien collimaté. Ce phénomène est en revanche parfaitement visible sur les données expérimentales pour le jet à 20 ns après le début de l'interaction (cf. Fig. 3.31.c) où une première zone de convergence est observée autour de 2-2,5 mm, puis une seconde autour de 8 mm et enfin une troisième moins visible autour de 11 mm.

C. Discussion sur la morphologie du jet au moyen des simulations GORGON

Nous allons maintenant décrire, au moyen des simulations GORGON, un peu plus en détail les différentes phases de génération du jet.

1. Formation de la cavité et d'une enveloppe

Comme nous l'avons vu précédemment, dans les premiers moments de l'interaction, nous pouvons remarquer la formation d'une cavité. Afin d'en comprendre la formation, intéressons-nous aux vecteurs vitesses du plasma et à sa température (cf. Fig. 3.32.a) dans les premiers moments de l'interaction :

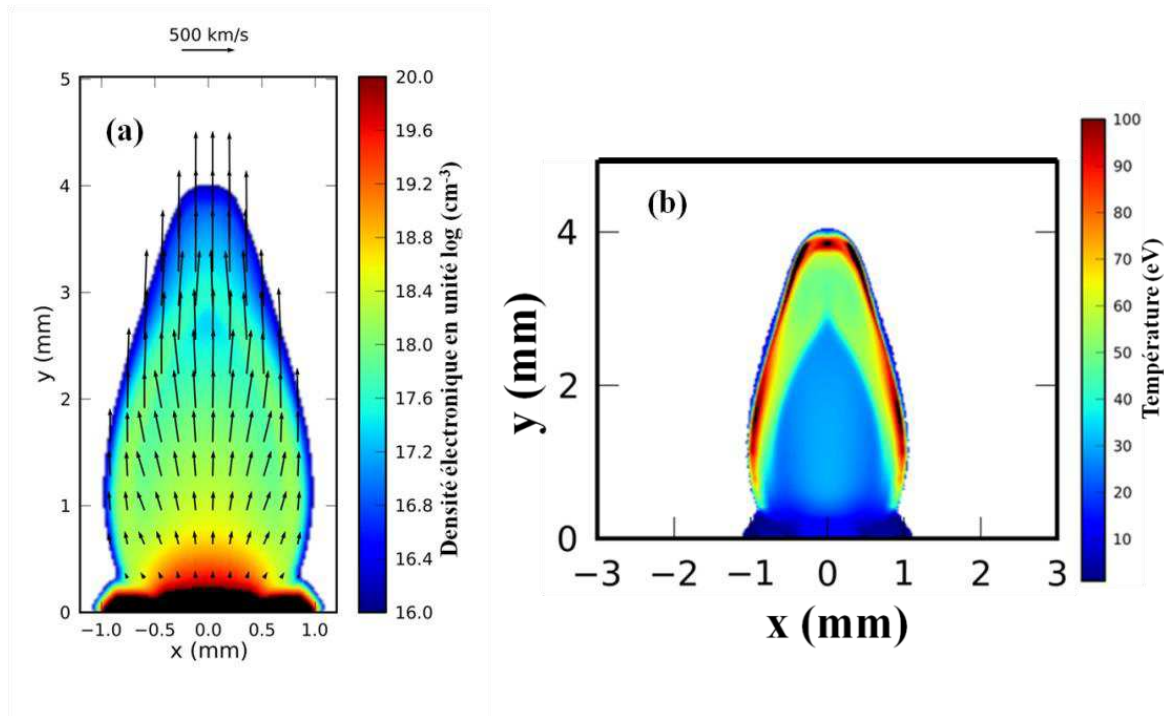


Figure 3.32 Simulations GORGON pour 5 ns à $I \sim 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ pour un champ magnétique externe $\sim 20 \text{ T}$ et pour une cible de C (a) densité électronique en unité $\log(\text{cm}^{-3})$ et vecteur vitesse (le vecteur de normalisation est montré au-dessus de la figure) (b) température en eV de la plume plasma.

Le plasma est éjecté de façon hémisphérique depuis la zone d'interaction ($y = 0 \text{ mm}$). Lorsque la pression magnétique balance la pression cinétique du plasma, le plasma arrête son expansion radiale et est redirigé dans la direction longitudinale. Il existe donc une accumulation de plasma dans cette région. Il est également intéressant de se rappeler que le nombre de Reynolds magnétique est supérieur à 10, donc que le rapport entre les termes de convection et de diffusion dans un fluide magnétique est grand, impliquant un « gel » des lignes de champs dans le plasma. Elles sont alors déplacées latéralement par le plasma en se tordant, sont ainsi accumulées dans l'enveloppe de choc, augmentant la densité et la température du plasma dans cette zone, et amènent à l'émergence d'une cavité où la densité et la température au centre sont largement inférieures à ce qui se situe dans l'enveloppe de choc.

Remarque

L'augmentation de la température sur les bords de la cavité (cf. Fig. 3.32.b) est issue de la compression des lignes de champs magnétiques, qui stoppe l'expansion de plasma latérale et génère une enveloppe de choc. Ce phénomène n'est pas induit par la densité de fond implémenté dans la simulation.

2. Recollimation du plasma vers l'axe et formation d'une zone de choc stationnaire

Nous allons maintenant nous intéresser à des temps plus longs et à la convergence des deux bras de plasma vers l'axe induisant la formation d'une zone de choc stationnaire.

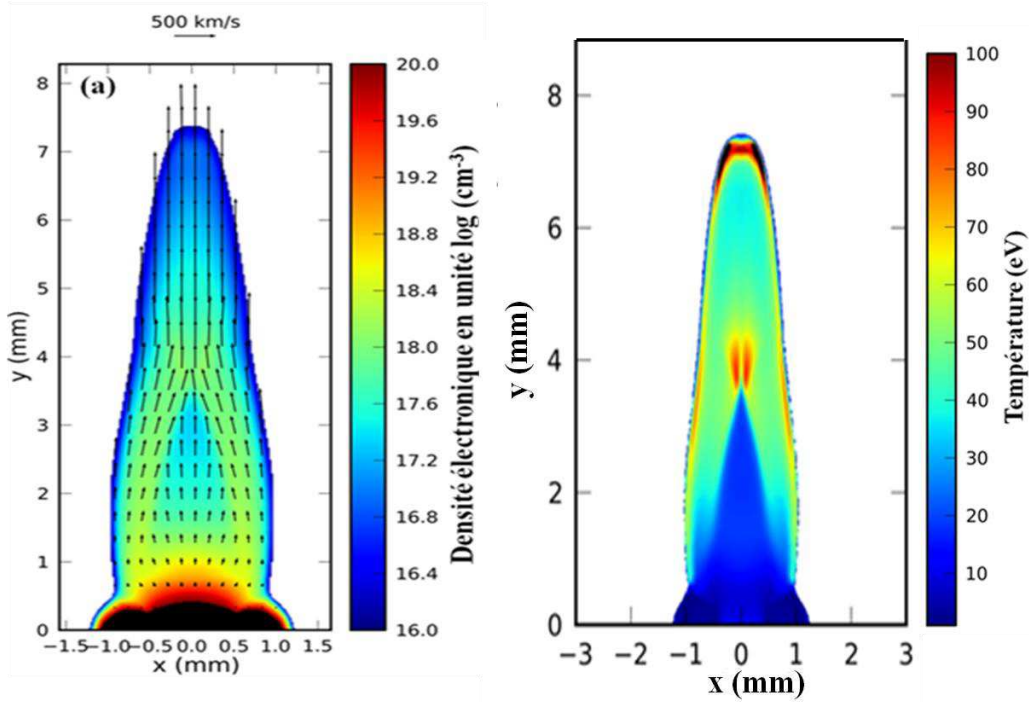


Figure 3.33 Simulations GORGON pour 10 ns à $I \sim 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ pour un champ magnétique externe $\sim 20 \text{ T}$ et pour une cible de C (a) densité électronique en unité $\log(\text{cm}^{-3})$ et vecteur vitesse (le vecteur de normalisation est montré au-dessus de la figure) (b) température en eV de la plume plasma.

A des temps et des distances plus importantes que le cas précédent, la pression cinétique est moins importante. La pression magnétique est alors largement supérieure à la pression cinétique et la torsion des lignes de champs amène une composante supplémentaire radiale de la force de Lorentz ($F_r = j_\theta B_z$) qui redirige le plasma vers l'axe. Ce phénomène est illustré sur la Fig. 3.33.a où les vecteurs vitesses changent progressivement d'orientation dans l'enveloppe de la cavité autour de $y = 2 \text{ mm}$. Les vitesses autour de la cavité ne sont en revanche pas très importantes ($\sim 100\text{-}350 \text{ km.s}^{-1}$). Le choc de recollimation des deux bras de plasma sur l'axe se situe autour de $y = 3,8 - 4 \text{ mm}$. L'écoulement plasma est alors accéléré à des vitesses supérieures à 500 km.s^{-1} . La zone de choc est clairement visible en s'intéressant à la température (cf. Fig. 3.33.b) où une augmentation de la température (jusqu'à des valeurs de 80-90 eV) est observée. Cette zone de choc est stationnaire si le taux de masse ablaté est constant. En diminuant ce taux, la zone de choc est rapprochée de la cible alors qu'en l'augmentant, cette zone est éloignée de la cible. Un jet est créé à partir du choc de recollimation et est aligné avec les lignes de champs magnétiques externes.

3. Possibilité d'avoir plusieurs chocs de recollimation

Il existe également la possibilité d'avoir plusieurs chocs de recollimation [22]. Cela dépend en grande partie de la quantité de masse ablatée par le laser. Sur la Fig. 3.34.a, on peut observer un premier choc de recollimation autour de $y \sim 3,5 \text{ mm}$ et un second autour de $y \sim 6 \text{ mm}$. C'est plus clair si on s'intéresse à la Fig. 3.34.b et à la température. Le premier choc ($y \sim 3,5 \text{ mm}$ sur la Fig. 3.34.b) est associé à une température de l'ordre de 70 eV alors que le deuxième ($y \sim 6 \text{ mm}$) est associé à une température plus faible, de l'ordre de 50-60 eV.

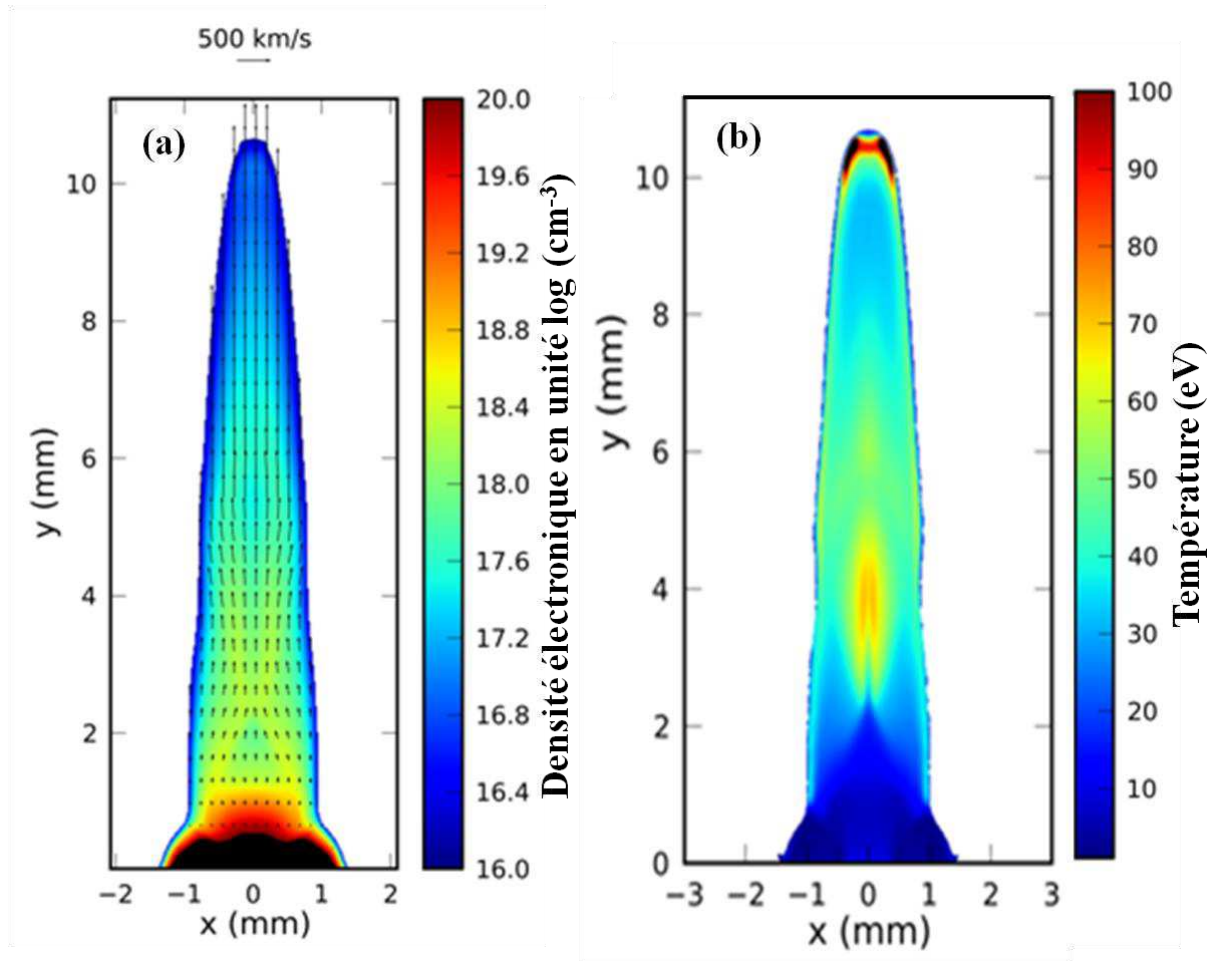


Figure 3.34 Simulations GORGON à 15 ns pour $I \sim 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ et un champ magnétique externe $\sim 20 \text{ T}$ et pour une cible de C (a) densité électronique en unité $\log(\text{cm}^{-3})$ et vecteur vitesse (le vecteur de normalisation est montré au-dessus de la figure) (b) température en eV de la plume plasma.

Conclusion

La morphologie à longue distance de l'écoulement plasma est en accord avec les données expérimentales. La formation d'une cavité à la base de l'écoulement et une zone de choc stationnaire dont la position dépend du taux de masse ablatée sont observées aussi bien dans les expériences que dans les simulations.

V. Simulations astrophysiques RAMSES

Au cours de cette section, nous allons présenter différents cas de simulations astrophysiques réalisées avec le code RAMSES et visant à reproduire les conditions présentes dans les étoiles T Tauri avec l'ajout d'une composante de champ magnétique poloidale de l'ordre de la dizaine de mG.

A. Le code RAMSES

Ce code a été initialement développé par le CEA de Saclay [34] afin d'étudier des systèmes de longueurs d'échelles variables comme ceux rencontrés dans les jets astrophysiques. Il s'agit d'un code 3D MagnétoHydroDynamique (MHD) idéale qui utilise un solveur de Godunov, un maillage cartésien et la technique dite AMR (Adaptative Mesh Refinement) permettant un raffinement adaptatif de la grille, afin de résoudre des problèmes MHD astrophysiques [35]. Ce code prend également en compte

les différentes sources de pertes par refroidissement [36] par une fonction tabulée pour un plasma optiquement mince incluant les recombinaisons. La prise en compte du champ magnétique utilise la méthode de transport contraint qui permet de préserver la divergence nulle de celui-ci.

B. Simulations RAMSES : Zone d'émissivité stationnaire

Le point de départ de la simulation RAMSES est un vent isotropique plongé dans un champ magnétique poloidal uniforme (mais dont on peut faire varier l'intensité). Il est illustré en Fig. 3.35 :

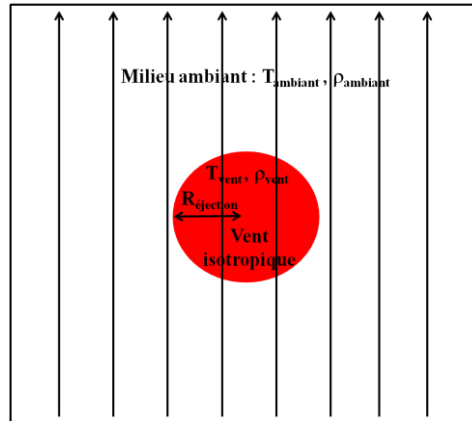


Figure 3.35 Situation initiale de la simulation astrophysique.

Nous allons illustrer l'évolution du système pour différentes valeurs de champ magnétique poloidal. Ces amplitudes de champs magnétiques sont prises en accord avec les observations effectuées par effet Zeeman [37, 38]. Les paramètres de simulations sont exposés dans le tableau 3.4. Il est à noter que la température initiale du vent n'a que très peu d'influence sur la dynamique globale de l'éjection. Une perturbation en vitesse a également été introduite, de l'ordre de 5 à 10 %, dépendant du cas, afin de briser la symétrie.

Nous allons plus particulièrement nous intéresser à 3 cas d'étoiles de type T Tauri. Le premier vise à reproduire les conditions connues de l'étoile DG Tau. Le jet émanant (HH 158) de ce système est allongé sur une distance ~ 2000 U.A avec un angle d'ouverture très petit, de l'ordre de $5-10^\circ$. Il s'agit d'un jet se propageant balistiquement car le nombre de Mach est important [39]. Dans ce cas, le phénomène de collimation devrait se produire à une distance inférieure à 200 U.A de l'étoile, c'est-à-dire dans une région où nous n'avons pas accès par observations. Les paramètres de simulations reproduisent approximativement les caractéristiques observées dans DG Tau [40] avec un taux de masse éjectée de l'ordre de $10^{-8} M_{\text{solaire}}/\text{an}$. Les deux autres cas sont réalisés pour des taux de masse éjectée plus élevée, de l'ordre de 10^{-7} et $5.10^{-7} M_{\text{solaire}}/\text{an}$. Les amplitudes de champs magnétiques poloidal ont également été modulées de 10 à 20 mG. Toutes ces simulations sont entreprises avec une fonction de refroidissement tabulée pour un plasma optiquement mince incluant les recombinaisons.

Objet	cas 1	cas 2	cas 3
Champ magnétique (mG)	5	20	10
Taux de masse éjecté ($M_{\text{solaire}}/\text{an}$)	10^{-8}	5.10^{-7}	10^{-7}
T_{ambient} (K)	100	500	100
T_{vent} (K)	10000	500	10000
ρ_{vent} (part.cm ⁻³)	10^5	10^7	10^6
ρ_{ambient} (part.cm ⁻³)	4.10^3	4.10^5	4.10^4
$R_{\text{éjection}}$ (U.A)	8	10	10
vitesse d'éjection (km.s ⁻¹)	200	70	130
Perturbation en vitesse (%)	5	10	5

Tableau 3.4 Paramètre de simulation RAMSES pour différent cas. Le cas 1 correspond aux paramètres de l'étoile DG Tau. Les deux autres cas sont des cas ayant des paramètres permettant d'encadrer un grand nombre de YSO.

Le tableau 3.4 représente les différents paramètres utilisés pour les trois différents cas de simulations et la situation initiale est illustrée en Fig 3.35. On définit alors un rayon d'éjection ($R_{\text{éjection}}$) associé à un taux de masse éjecté ($M_{\text{solaire}}/\text{an}$), à une densité du vent (ρ_{vent}) et à une température (T_{vent}). Le tout est plongé dans un milieu caractérisé par une température (T_{ambient}) et une densité (ρ_{ambient}).

Résultat de simulation DG Tau :

Les résultats de simulation utilisant les paramètres de DG Tau (cas 1) sont exposés en Fig. 3.36.

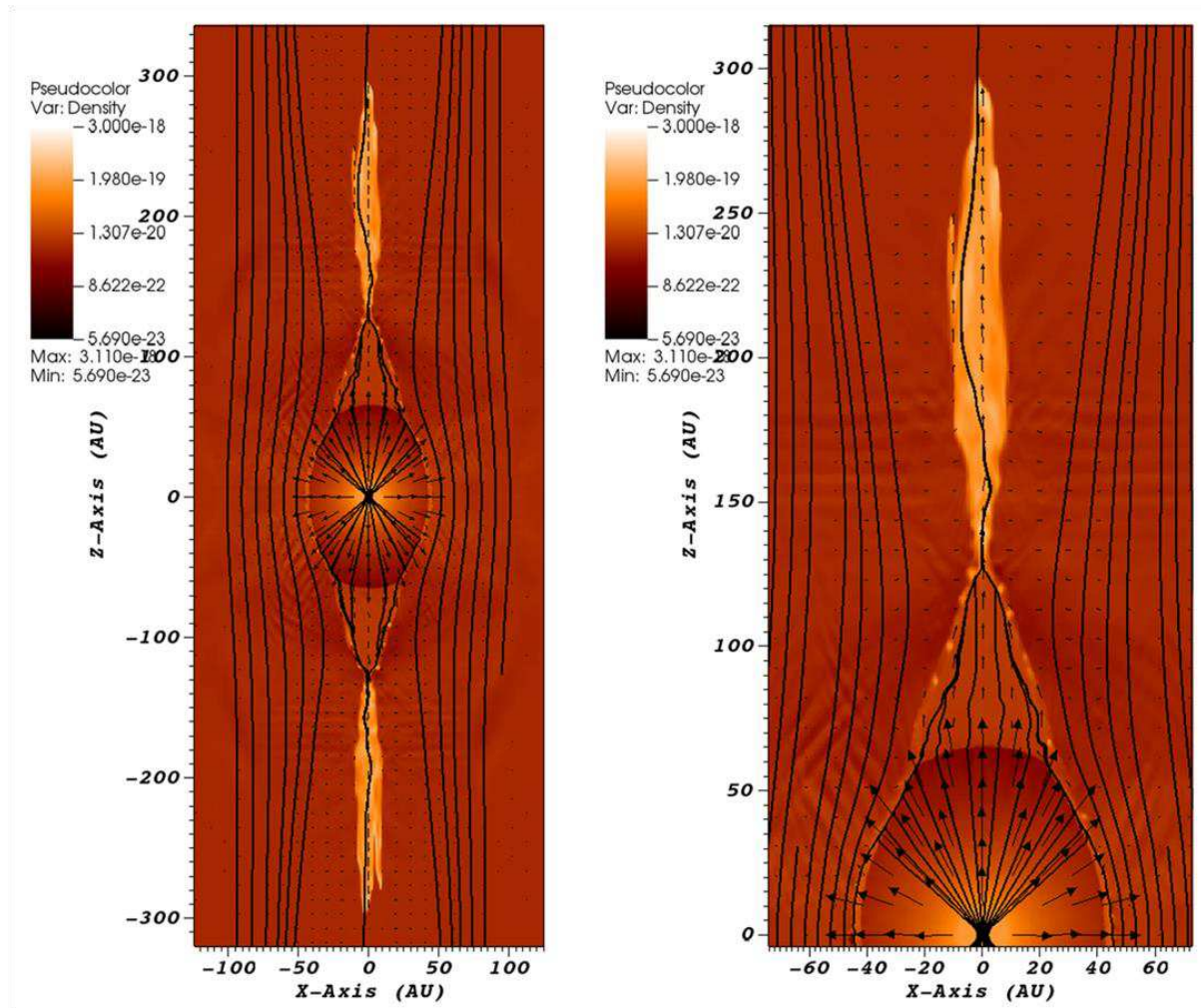


Figure 3.36 (a) Simulations astrophysiques RAMSES de la densité en g.cm^{-3} utilisant les paramètres de DG Tau (cas 1) du tableau 3.1. à $t=15$ ans (b) Agrandissement de la partie haute ($z > 0$ UA) de (a).

La simulation (cf. Fig. 3.36.a) nous montre la formation d'un jet fortement collimaté. Ici le jet n'est pas encore étendu dans la direction z car le temps de la simulation est relativement court (~ 15 ans). On observe, autour de 130 UA de l'étoile, l'émergence d'une zone de choc stationnaire, également observée en expérience et dans la simulation de l'expérience (cf. partie III et IV) et allongée qui permet la collimation du jet avec un angle d'ouverture très faible. Cette zone atteint des températures relativement élevées, de l'ordre de 30 eV.

Résultats de simulations pour les paramètres du cas 2 et du cas 3 :

Les résultats de simulation pour les paramètres du cas 2 et du cas 3 du tableau 3.4 sont exposés en Fig. 3.37.

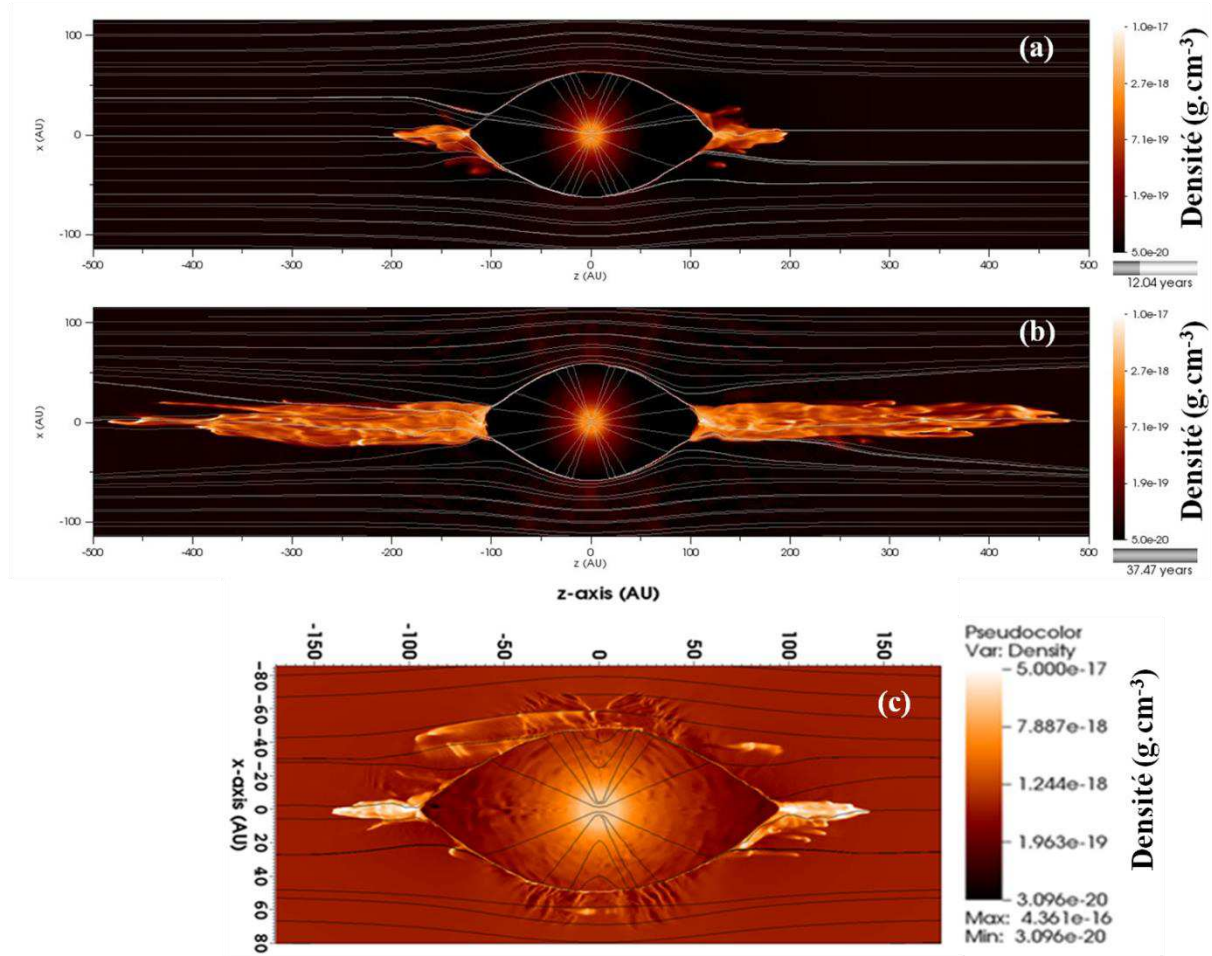


Figure 3.37 Simulations astrophysiques RAMSES pour les paramètres (a) du cas 3 à $t = 12,04$ ans après le début de la simulation (b) à $t = 37,47$ ans avec représentation des lignes de champs magnétiques poloidale et (c) pour le cas 2 à $t = 20$ ans.

Les mêmes morphologies de jet sont observées dans les deux cas, en revanche la zone de choc stationnaire est légèrement différente. En effet, à vitesse d'éjection similaire (70 km.s^{-1} dans le cas 2 et 130 km.s^{-1} dans le cas 3), l'impact de l'amplitude du champ magnétique poloidal joue principalement sur la distance entre la zone de choc et l'étoile, en d'autres termes, une pression magnétique plus importante localise la zone de choc plus près de la source. Elle se situe à environ 120 UA dans le cas 3 pour un champ $B \sim 10 \text{ mG}$ et à environ 90 UA pour un champ $B \sim 20 \text{ mG}$ dans le cas 2.

Conclusion

La morphologie des jets est une fois de plus respectée avec l'apparition d'une zone de choc stationnaire proche de l'objet centrale. Les simulations nous donnent alors une idée de l'endroit où nous pourrions observer des zones d'émissivité stationnaire qui appuieraient l'hypothèse qu'une composante de champ poloidale est à l'œuvre et aide à la stabilité du jet. Ces zones se retrouvent relativement proches de l'étoile pour nos différents cas ($< 200 \text{ U.A.}$), nous permettant de penser que pour des paramètres comparables (taux de masse éjectée, rayon d'éjection, densité du vent), il serait éventuellement possible d'observer une zone d'émissivité stationnaire très proche de l'objet centrale.

Une remarque intéressante est qu'il sera possible de générer des cartes synthétiques d'émissivité X à partir des cartes de températures et de densités de la simulation RAMSES. Ces cartes pourront alors

être comparées à des observations astronomiques effectuées au moyen de télescopes dans les X (comme Chandra X par exemple).

VI. Observations astronomiques

Au cours de cette section, nous allons nous intéresser à des observations astronomiques qui ont été réalisées ces dernières années sur des jets issus d'étoiles jeunes. Les principales caractéristiques que nous recherchons sont :

- Un choc interne au jet
- Un choc stationnaire situé très proche de l'objet (à des distances de l'ordre de 100 UA)

Les zones que nous recherchons se situant très proche de l'étoile, leur observation n'est pas évidente car nous arrivons à la limite de résolution des satellites et détecteurs. Dans le cas de DG Tau (cas 1 de la simulation RAMSES), il n'existe pas d'observations astronomiques proches de l'objet central. Nous allons alors nous intéresser à un système possédant des caractéristiques similaires au cas 2 et 3 de simulations RAMSES : le jet issu de L1551 IRS5 HH154.

A. Observations de L1551 IRS5 HH154

Nous allons nous intéresser à une région située près de la constellation du Taureau à une distance de 140 pc. La raison principale est qu'il s'agit d'un des objets les plus étudiés permettant l'étude d'écoulements et de jets émergeant d'étoiles jeunes de masses faibles. Cette région de formation d'étoiles, Lynds 1551, [41] a été observée sur une assez longue période, 8 ans (observations en 2001, 2005 et 2009) permettant une étude temporelle des phénomènes observés.

Date	Observatory	Setup	Obs-ID	exp. time
2000-09-09	XMM-Newton	—	0109060301	56 ks
2001-07-23	<i>Chandra</i>	ACIS-I	1866	80 ks
2004-03-... ^a	XMM-Newton	—	0200810201...	107 ks
2005-10-27	<i>Chandra</i>	ACIS-I	5381	98 ks
2009-12-29	<i>Chandra</i>	ACIS-S	11016	66 ks

Tableau 3.5 Observations dans les rayons X pour une gamme 0.5-3 keV au cours du temps de HH154. ^a Dans ce cas les données consistent en 11 expositions assez courtes sur 6 jours en Mars 2004. ACIS-I (Advanced CCD Imaging Spectrometer) est un système de 4 CCD utilisé pour l'imagerie alors qu'ACIS-S est lui composé de 6 CCD. Extrait de [42].

Nous présentons maintenant les observations astronomiques de la région (cf. Fig. 3.38) qui nous intéresse :

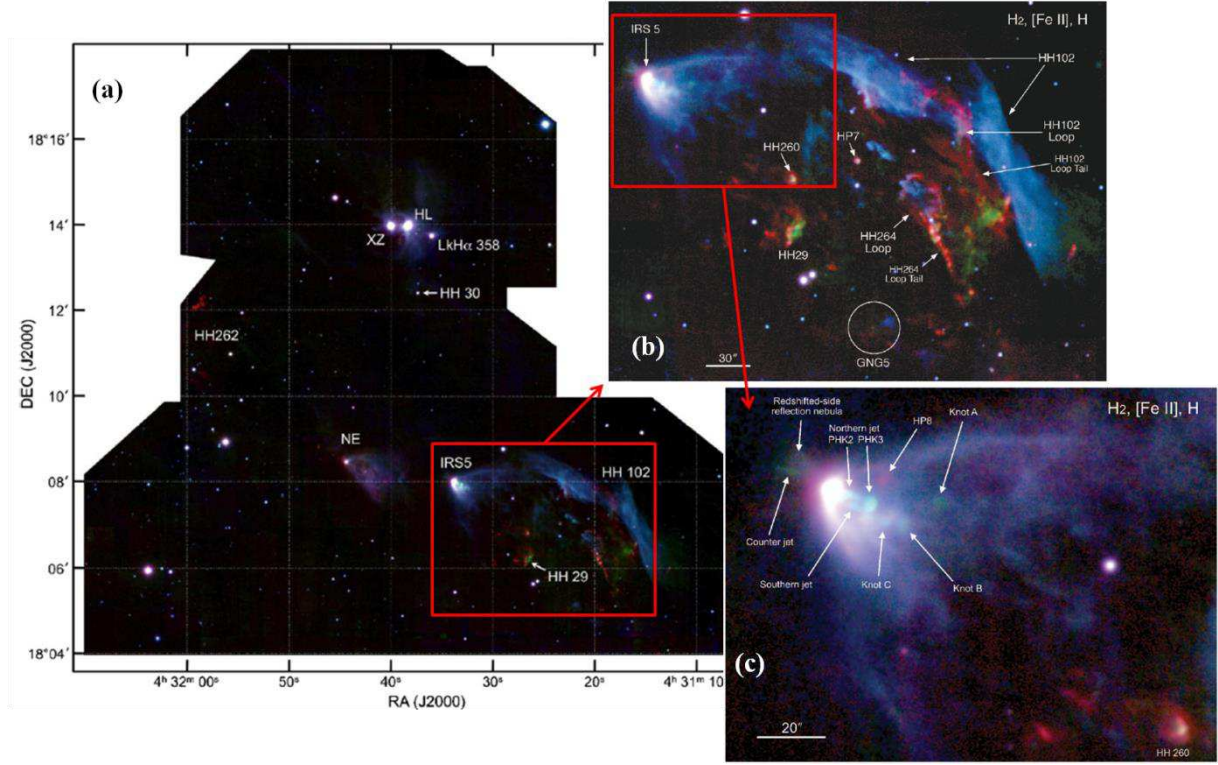


Figure 3.38 Image couleur composite de la région. Les couleurs bleu, vert et rouge sont assignées respectivement aux filtres H, [Fe II] et H₂. Le nord est en haut et l'est est à gauche. Extrait de [43].

B. Zone d'émission X stationnaire dans L1551 IRS 5

Nous allons plus précisément nous intéresser à l'objet L1551 IRS5 (HH154 selon la notation de B. Reipurth [44]). Il s'agit d'un système binaire protostellaire [45] avec un écoulement moléculaire et une paire de jets émergeant de chaque système protostellaire possédant des caractéristiques similaires aux simulations astronomiques présentées au cours de la section précédente. Les deux objets centraux ne peuvent néanmoins être dissociés dans le proche infrarouge, car ils sont entourés d'une enveloppe [46].

La structure de la base du jet a été étudiée par [2, 47]. Il s'agit de la région qui nous intéresse. La Fig. 3.39 représente la base des jets (L1551 IRS 5) mais ne permet pas de distinguer les deux sources. En revanche, la dissociation des deux jets est clairement détectée.

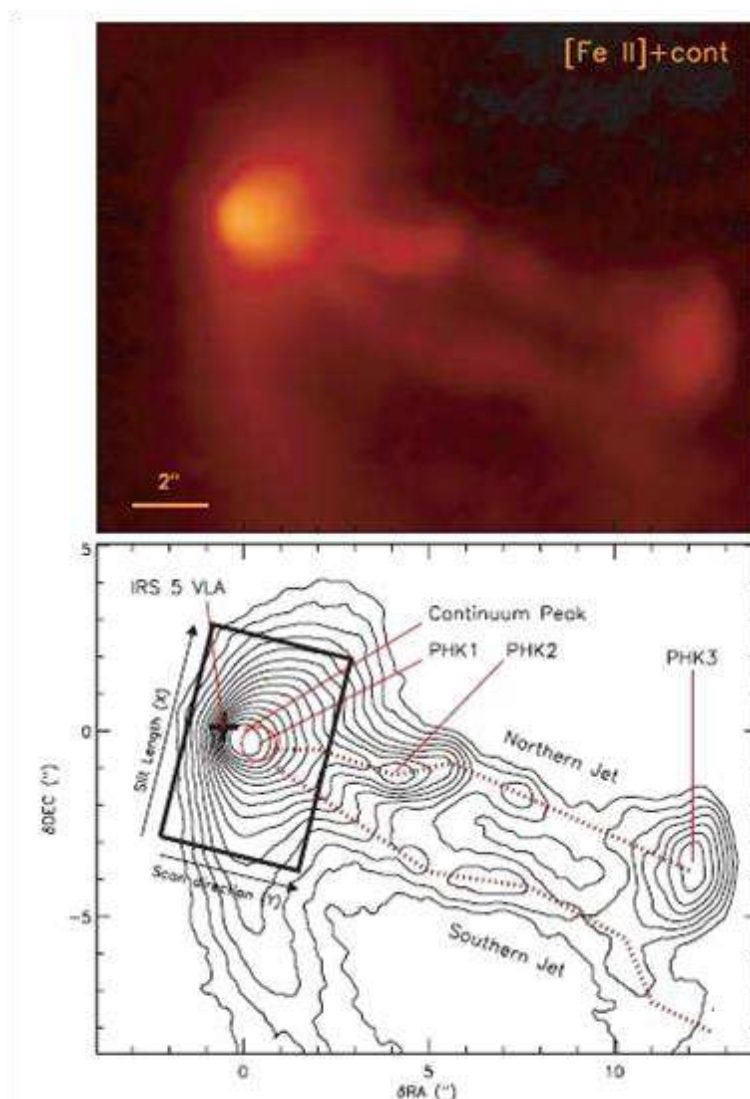


Figure 3.39 En haut : image des jets L1551 IRS5 avec un filtre [Fe II] ($\lambda_c = 1.644 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0.026 \mu\text{m}$) prise le 27 novembre 2002. L'émission contient la ligne [Fe II] et le continuum. En bas : le rectangle en noir correspond à la zone à laquelle nous allons nous intéresser, très proche de l'étoile. Le pic du continuum, PHK1, PHK2 et PHK3 (noeud D) sont indiqués. La croix en noir représente le point milieu de la source L1551 IRS 5 VLA [48]. Les pointillées en rouge montrent la partie la plus brillante des jets Nord et Sud. Sur l'image le Nord est en haut et l'est à gauche. Extrait de [2].

Nous allons maintenant nous intéresser à la région entourant PHK1 (cf. Fig. 3.39). Il s'agit d'une zone très proche de la source, à une distance de l'ordre de 100 UA, où une région d'émission stationnaire X est observée, dans la gamme d'énergie 0,5-3 keV.

Une zone d'émission d'X a été pour la première fois détectée en 2000 au moyen du télescope XMM Newton (cf. tableau 3.5) malgré une résolution spatiale ne permettant pas une localisation de cette source de façon précise [49]. Par la suite, Bally et al., [50] qui a ensuite été confirmé par Pyo et al., [2], ont localisé ces émissions à environ $0''.6$ est-nord-est de PHK1. De nouvelles observations réalisées en 2009 [42] ont montré que sur une grande période (cf. tableau 3.5), les émissions X semblent stationnaires (cf. Fig. 3.40).

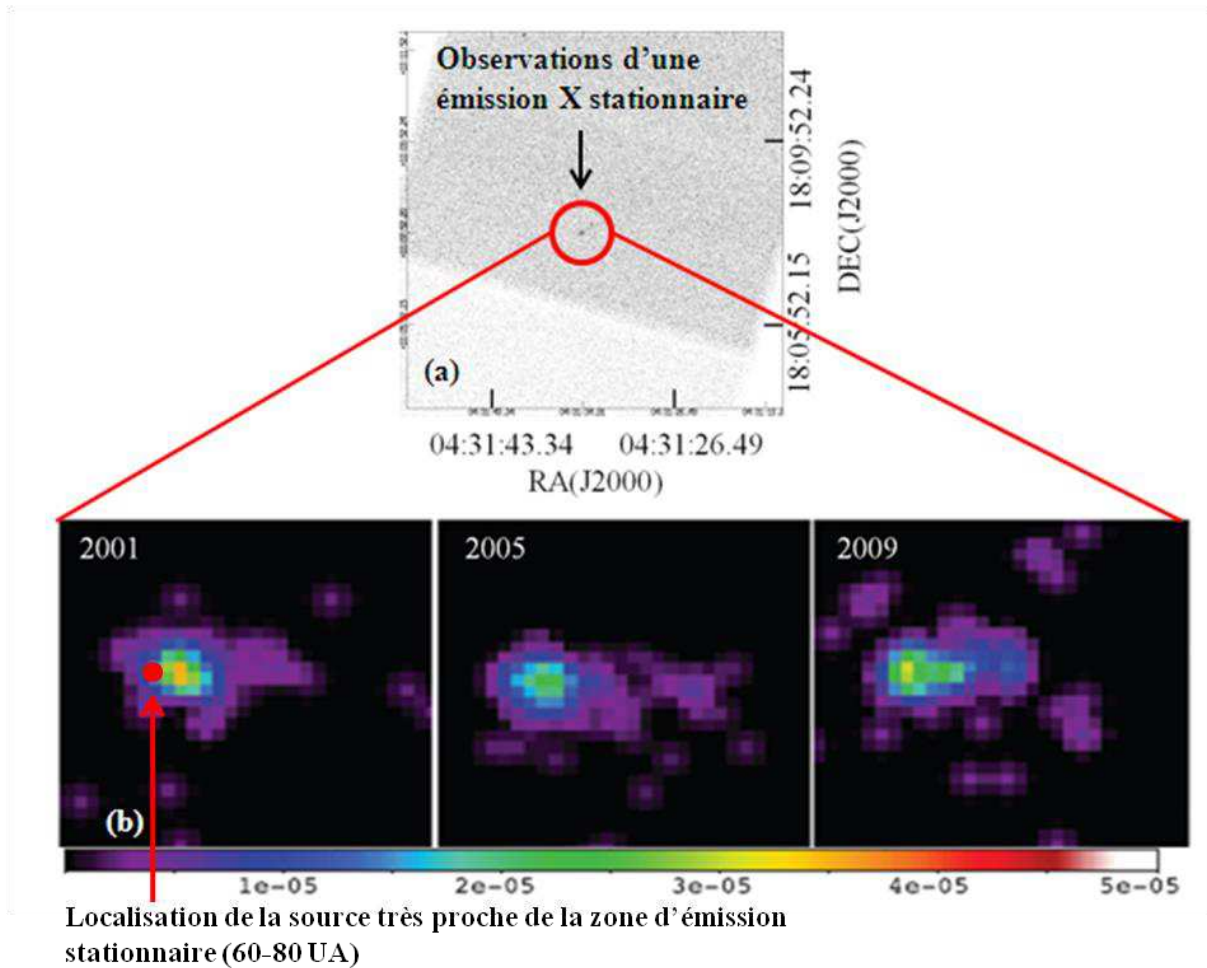


Figure 3.40 (a) Observations Chandra dans les X de 2009. (b) Zone d'émission X stationnaire autour de PHK1- La taille des images est de $7'' \times 7''$ (représentant environ 980×980 UA, $1'$ à 140 pc correspond à environ 140 UA). Extrait de [51].

Les émissions X localisées, comme celle de la Fig. 3.40, peuvent être dues à une zone d'activité intense du plasma. C'est-à-dire que dans cette région, le plasma doit être plus chaud et plus dense que dans les autres parties du jet qui ne rayonnent pas dans les X. Ces émissions sont alors la conséquence d'une source intense avec une elongation de la zone d'émission dans la direction de propagation du jet.

C. Interprétation des observations de L1551 IRS 5

Les émissions X à des distances relativement proches de leurs sources (40 - 140 UA) et qui ont été présentées en Fig. 3.38, ont été étudiées par R. Bonito [51]. Celle-ci semble être stationnaire [42], car la position, la luminosité et la température des émissions X sont virtuellement les mêmes dans toutes les observations amenant à penser que le choc qui génère l'émission X est bien stationnaire. L'interprétation que les auteurs [51] donnent de ces observations, peut être néanmoins sujet à controverse. La vitesse de l'écoulement observée dans le cas de L1551 IRS 5 est de l'ordre de 370 - 500 km.s^{-1} en prenant en compte l'inclinaison de l'image, alors que R. Bonito suppose des vitesses d'éjections beaucoup plus importantes (quelques 1000 km.s^{-1}) afin de reproduire les observations astronomiques, notamment la distance source-zone d'émission X. Malheureusement, de telles vitesses n'ont pas été détectées que ce soit dans le domaine UV, optique ou infrarouge.

D. Conclusion

Notre modèle semble être un bon candidat afin d'expliquer cette zone d'émission X stationnaire car il possède des caractéristiques similaires aux observations astronomiques :

- La présence d'un choc stationnaire si le taux d'éjection de masse est constant
- La localisation du choc très proche de l'objet central (50-140 UA)

Notre modèle soulève un point intéressant : la zone d'émission stationnaire X serait une conséquence d'un champ magnétique poloidal de l'ordre de quelques mG [4]. Il ne s'agit ici que d'une hypothèse et une généralisation à tous les objets astrophysiques ne semble pas très pertinente. L'avènement de nouveaux outils dédiés à l'observation astronomique possédant une meilleure résolution ainsi que des données expérimentales et numériques supplémentaires (comme des mesures de températures dans la zone de choc, des mesures d'émissivité, ect ...) nous permettront de déterminer à quels objets astrophysiques on peut appliquer ce modèle de champ magnétique. Les simulations astronomiques seront alors un outil essentiel en générant des cartes synthétiques qui pourront être directement comparées à des observations astronomiques.

VII. Conclusion et Perspective

L'objectif du travail décrit au cours de ce chapitre était d'étudier, au moyen d'une plateforme expérimentale et numérique un problème particulier de l'astrophysique de laboratoire : l'influence d'une composante poloidale de champ magnétique sur la collimation de jets astrophysiques. Pour ce faire, notre approche a été de produire des éjecta de plasma quasi hémisphérique en irradiant un solide par un laser de puissance et d'immerger ce plasma dans un champ magnétique poloidal produit séparément. Dans une première partie, nous avons montré comment, en environnement laser, générer un champ magnétique externe intense (jusqu'à 40 T). Dans une deuxième partie nous avons exposé les résultats expérimentaux ainsi que les simulations de l'expérience, les simulations astrophysiques et enfin les observations astronomiques en concordance avec notre étude. Ainsi la composante poloidale du champ magnétique induit :

- La formation d'une cavité dans la partie basse du jet
- Une zone de choc stationnaire allongée

L'élongation radiale de la cavité dépend principalement de la vitesse d'éjection de l'écoulement. La zone de choc stationnaire dépend quant à elle du taux d'éjection de masse de l'objet central. Pour un taux important, la zone de choc se trouve plus loin de l'objet central que pour un taux d'éjection faible, à valeur de champ magnétique poloidal constante.

Cette étude peut donc servir à faire des prédictions sur la distance entre l'objet central du système d'accrétion et la zone de choc stationnaire, mais peut également servir à déterminer, par exemple, le taux de masse éjectée de l'objet astrophysique notamment en effectuant une corrélation entre la distance source-zone de choc stationnaire et le taux de masse éjectée en laboratoire. Ces informations peuvent être de premier intérêt afin de construire un modèle MHD qui soit plus pertinent que le modèle couramment admis de Blandford et Payne [5].

De manière plus générale, l'avantage de ce genre d'étude est qu'elle peut être effectuée en laboratoire, et d'apporter des informations pertinentes sur des observations astronomiques mais également des restrictions physiques sur les paramètres nécessaires à modéliser les observations astronomiques comme par exemple l'amplitude de champ magnétique poloidal. Cela permettrait alors de raffiner les

modèles de lancement, d'accélération et de collimation de jets astrophysiques dans les étoiles jeunes (YSO).

On peut également faire la remarque que l'apport d'un outil magnétique, c'est-à-dire la génération d'un champ magnétique externe intense dans un environnement laser ouvre la porte à une variété d'études dans divers domaines (astrophysique de laboratoire, mais aussi science liée à la fusion et accélération de particules) qui n'avaient pu être entreprises jusqu'à maintenant car il y avait la nécessité de disposer de plasmas magnétisés à haute densité d'énergie.

Nous n'allons exposer que les perspectives relatives à l'astrophysique de laboratoire, mais il est évident qu'il existe beaucoup d'autres applications pour la plateforme de génération de champ magnétique que nous avons développé, notamment dans le domaine de la fusion, par exemple pour des études sur le schéma MTF (Magnetized Target Fusion) ou de l'accélération de particules.

Il peut être intéressant de pousser notre analyse mais en quantifiant de façon très précise les autres caractéristiques du plasma et notamment la température ou le taux de masse ablaté en fonction du temps, en utilisant une ouverture de bobine plus grande (1-2 cm) au lieu de 5 mm. Pour ce faire, de nouvelles conceptions de bobine sont en cours d'études. Cela permettrait également d'obtenir une plus large gamme de paramètre β explorable et donc de voir l'influence de l'angle de choc des deux bras de plasmas sur l'accélération des particules post choc par exemple.

Des améliorations sur la bobine existante, notamment par l'ajout d'un accès supplémentaire au plasma sont également en cours. On peut alors très bien imaginer refaire cette expérience mais avec l'ajout d'un jet de gaz par cette ouverture et ainsi regarder l'influence d'un milieu ambiant sur la propagation du jet de plasma.

On peut également envisager des expériences sur les chocs d'accrétion. En effet, lorsque la matière s'effondre du disque d'accrétion vers l'objet central, un choc est généré. Pour le moment, afin d'étudier cette problématique en laboratoire, les astrophysiciens utilisent des tubes afin de contraindre l'expansion du plasma dans une direction et de le heurter à un mur. Mais cette approximation souffre de quelques lacunes : les effets de bords entre le plasma et le tube sont prépondérants, la dynamique du plasma n'est également pas bonne puisque le plasma est non magnétisé (pour rappel, la matière qui s'effondre sur l'objet central, dans un système astronomique, suit les lignes de champs, donc est fortement magnétisée). Dans notre cas, le concept expérimental est assez simple : la même plateforme est utilisée mais nous ajoutons un « mur », c'est-à-dire une cible sur le trajet de propagation de notre jet de plasma, (cf. Fig. 3.41) afin de reproduire des chocs similaires à ce qui est observés lorsque de la matière du disque d'accrétion d'effondre sur l'objet centrale. Cela sera entrepris à courte échéance dans le cadre de la collaboration entre le LNCMI, le LERMA et le LULI.

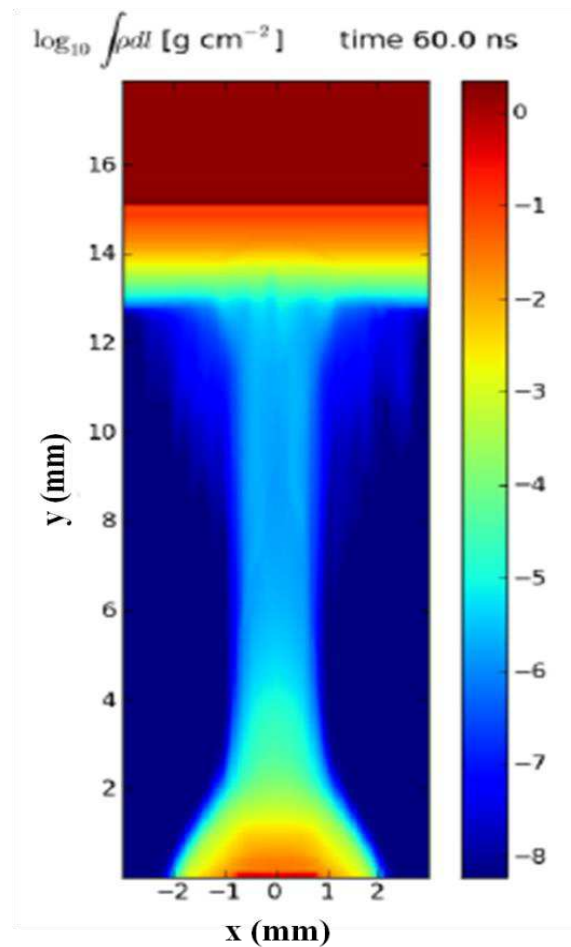


Figure 3.41 Simulations GORGON d'un choc d'une colonne de plasma provenant de $y = 0$ mm avec un mur situé à $y=13$ mm pour nos conditions expérimentales. Extrait de la présentation de A.Ciardi HEDLA 2012.

Références

-
- [1] J. Hevelius, Acta Eruditorum p389 (1682)
 - [2] T. S. Pyo et al ApJ **694**, 654 (2009)
 - [3] I. F. Mirabel et L. F. Rodriguez, Nature **392**, 673 (1998) ; B. Reipurth et al., Astro. J. **127**, 1736 (2004) ; T. S. Pyo et al ApJ **694**, 654 (2009) ; I. F. Mirabel et al., Nature **358**, 215 (1992)
 - [4] R. Beck and R. Wielebinski, Planets, Stars and Stellar Systems, Springer, Berlin 2013, Vol 5
 - [5] R. D. Blandford and D. G. Payne, Mont. Not. R. Astron. Soc **199**, 883 (1982)
 - [6] C. Courtois et al., J. Appl. Phys. **98**, 054913 (2005)
 - [7] D. H. Froula et al., Phys. Rev. Lett **98**, 135001 (2007) ; B. B. Pollock et al., Rev. Sci. Instrum. **77**, 114703 (2006)
 - [8] O. V. Gotchev et al., Rev. Sci. Instrum. **80**, 043504 (2009) ; O. V. Gotchev et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 215004 (2009)
 - [9] C. Plechaty et al., High Energy Density Phys. **6**, 258 (2010)
 - [10] L van Bockstal et al., Meas. Sci. Technol. **2**, 1159 (1991)
 - [11] D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. **56**, 219 (1985)
 - [12] J. Ferreira Astron. Astrophys. **319**, 340 (1997)
 - [13] T. Matsakos et al., Astron. Astrophys. **502**, 217 (2009)
 - [14] S. V. Lebedev et al., Mont. Not. R. Astron. Soc. **361**, 97 (2005) ; A. Ciardi et al., Astrophys. J. Lett. **691**, L147 (2009)
 - [15] Y. Todo et al., ApJ **403**, 164 (1993) ; S. G. Lucek and A. R. Bell, Mont. Not. R. Astron. Soc. **281**, 245 (1996) ; H. C. Spruit et al., Mont. Not. R. Astron. Soc. **288**, 333 (1997)
 - [16] A. Ciardi et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 025002 (2013)
 - [17] S. Matt et al., Mont. Not. R. Astron. Soc. **345**, 660 (2003)
 - [18] P. C. Brady et al., Physics Plasmas **19**, 012121 (2012)
 - [19] A. Ciardi et al., ApJ **678** :968-973 (2008)
 - [20] C. D. Gregory ApJ, **676** :420-426 (2008)
 - [21] P. Hartigan et al., ApJ, **705**, 1073-1094 (2009)
 - [22] A. Ciardi et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 025002 (2013)
 - [23] M. Tabak et al., Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
 - [24] D. D. Ryutov et al., ApJ Suppl. **127**, 465 (2000)
 - [25] Thèse T. Vinci, Ecole Polytechnique
 - [26] Thèse B. Loupiau, Ecole Polytechnique
 - [27] P. Nicolai et al., Phys. Plasmas **13**, 062701 (2006)
 - [28] Y. Kato et al., Phys. Rev. Lett. **53**, 1057-1060 (1961)
 - [29] Ph. Nicolai et al., Phys. Plasmas **13**, 062701 (2006)
-

-
- [30] D. Giuletti and L. A. Gizzi, X-rays Emission from Laser Produced Plasmas, Printed : La Rivista del Nuovo Cimento **21**, 1 (1998), ilil.ino.it/archivio/RNC98.pdf
- [31] S. Atzeni, Comput. Phys. Comm **43**, 107 (1986)
- [32] P. Chittenden et al., Plasma Phys. Controlled Fusion **46**, B457 (2004), A. Ciardi et al., Phys. Plasmas **14**, 056501 (2007)
- [33] S. I. Braginskii, *Review of Plasma Physics*, edited by M. A. Leontovich (Consultants Bureau, New York 1965), Vol I
- [34] R. Teyssier, A&A **385**, 337 (2002)
- [35] S. Fromang et al., A&A **457**, 371 (2006)
- [36] E. Audit et P. Hennebelle, A & A, **385**, 337 (2002)
- [37] R. M. Crutcher et al., ApJ **514** L121 (1999)
- [38] C. L. Brogan and T. H. Troland ApJ, **560**, 821 (2001)
- [39] B. Vaidya et al., ISMIA-2010 Project Report, MHD Jet Propagation- Case of DG Tau (2010)
- [40] D. Coffey et al., ApJ, **689**, 1112 (2008)
- [41] B. T. Lynds ApJS **7**, 1 (1962)
- [42] P. C. Schneider et al., A & A arXiv :1105.1663 (2011)
- [43] M. Hayashi and T.S. Pyo., Astrophysical J . **694**, 582-592 (2009)
- [44] <http://casa.colorado.edu>
- [45] L. F. Rodriguez et al., Nature **395**, 355 (1998)
- [46] M. Momose et al., ApJ **470**, 1001 (1998)
- [47] T.S Pyo et al., ApJ **570**, 724 (2002), T. S. Pyo et al., ApJ **618**, 817 (2005)
- [48] B. Campbell et al Astro. J., **95**, 1173 (1988)
- [49] F. Favata et al., A&A **386**, 204 (2002)
- [50] J. Bally et al., ApJ **584**, 843 (2003)
- [51] R. Bonito et al., ApJ **737**, 54 (2011)
-

Conclusion et Perspective Générale

Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés au couplage entre champs magnétiques (autogénérés ou externes) et plasmas produits par des lasers de forte puissance. Il est montré que les champs magnétiques autogénérés dans le plasma ainsi que des champs externes influent de manière significative sur la dynamique globale du plasma. Certaines configurations de champs peuvent même devenir très intéressantes en vue d'applications industrielles, car les champs qui sont générés dans ce genre d'interaction sont d'amplitudes extrêmement élevées.

LES CHAMPS MAGNETIQUES AUTOGENERES

Le premier chapitre s'est attelé à exposer des résultats expérimentaux relatifs à la dynamique de champs magnétiques autogénérés au cours de l'irradiation d'une cible solide par un laser de forte puissance, puis à les comparer avec des simulations FCI2. Le code de simulation reproduit assez bien les données expérimentales. Notons que cette accord n'a pas été évident au premier abord mais est plutôt le fruit de plusieurs années de travail, en partant des comparaisons CHIC et des données expérimentales de la campagne LULI2000, qui a servi de base en vue des comparaisons avec le code de simulations FCI2 où un gros travail numérique a été fourni par nos collaborateurs du CEA. En revanche les cartes de champs magnétiques issues de FCI2 sont complètement différentes de LASNEX, ce qui laisse à penser (il est également possible que dans ces gammes de paramètres lasers, les dynamiques de champs soit complètement différentes) qu'un des deux codes ne semble pas bien prendre en compte tous les effets de génération, d'amplification et de transport du champ magnétique. Il paraît cependant primordial de prendre en compte ses effets, car ils agissent directement sur les bilans énergétiques, c'est-à-dire que si l'on souhaite modéliser le transport de chaleur dans un hohlraum, il est nécessaire que la dynamique de champs magnétiques auto générés soit bien prise en compte afin que, par exemple, la simulation ne surestime pas les températures qui peuvent être atteintes. C'est pourquoi ce chapitre expose également des résultats expérimentaux sur Au, qui est privilégié comme paroi du hohlraum dans le cadre du schéma de l'attaque indirecte. La configuration de l'expérience est assez simple, puisqu'il s'agit d'un laser irradiant une cible solide non composite de Au. Elle permet alors d'entreprendre des cas tests de simulations simples qui peuvent être directement comparés à ces données expérimentales.

Les distributions spatiales, les amplitudes ainsi que les vitesses d'advection du champ magnétique sont, de manière similaire, importantes à bien reproduire pour un code de simulation, car ces données permettent ensuite d'évaluer l'impact des phénomènes de reconnexion magnétique sur la dynamique du plasma. En effet des reconnexions de champs magnétiques pour des amplitudes de champs de 1 MG ne convertissent pas la même énergie cinétique que des reconnexions se produisant pour des champs de 3 MG. La perturbation énergétique qui s'en suit à l'intérieur du hohlraum n'est alors pas du tout la même. L'espacement entre les faisceaux dans le hohlraum pourrait permettre de mieux contrôler ces phénomènes mais il y a la nécessité d'obtenir des informations expérimentales supplémentaires, notamment en réalisant des expériences de reconnexion magnétique, qui, dans le principe, sont assez simples. L'étude qui a été présentée au cours de ce chapitre sur une cible de Mylar, nous permet alors de déterminer le moment où les phénomènes de reconnexion magnétique ont lieu en réglant la distance entre les deux taches focales et le retard entre les deux faisceaux.

Le second chapitre a présenté une étude numérique et expérimentale des champs magnétiques autogénérés au cours de l'interaction entre un laser ultra haute intensité, fort contraste, et une cible solide. Il a été montré qu'il existe deux échelles de génération de champ magnétique : une grande s'étalant sur des longueurs de plusieurs centaines de μm (0.5-1 mm) autour de la tache focale, et une petite, avec l'apparition de structures de l'ordre d'une centaine de μm . Les zones de grandes échelles possèdent une dynamique propre où il existe principalement deux phases de génération de champ magnétique : la phase liée aux électrons chauds qui se propagent le long des surfaces ainsi qu'à l'intérieur de la cible et une phase liée à l'expansion hydrodynamique du plasma. C'est cette dernière qui nous intéresse. En effet, il est montré que durant cette phase, et à condition d'optimiser le contraste du laser (afin d'optimiser les gradients de température et de densité), il existe une configuration de champs magnétiques avantageuse afin de collimater efficacement des particules chargées énergétiques. Ce dispositif semble être très intéressant pour diverses applications notamment médicales. On peut penser à l'utiliser comme lentille magnétique dans le cadre de recherche sur la thérapie par protons, qui nécessitent que les protons aient un angle de divergence très faible afin qu'ils déposent leur énergie dans des zones très localisées (sur une tumeur par exemple). D'une manière générale, il s'avère que c'est la première fois que nous comprenons, et donc que nous pouvons adapter à ce que nous souhaitons en faire, de tels champs magnétiques. Les applications semblent vraiment impressionnantes. Un bémol toutefois est à apporter dans le fait que cet effet de lentille magnétique n'est réellement performant qu'à des intensités d'environ $5.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$. Pour des intensités plus élevées ($10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$), la relaxation en température des électrons chauds générés durant l'interaction du laser avec la cible solide est très longue et donc la phase d'expansion hydrodynamique du plasma ne devient dominante qu'à des temps longs, ce qui se traduit par des gradients de température et de densité longs. Dans ces conditions le dispositif n'est pas optimisé, car l'amplitude du champ magnétique due à l'expansion hydrodynamique du plasma n'est pas optimisée. Une autre idée serait de coupler le dispositif à un accélérateur de particules.

Les zones de champs magnétiques de petites échelles semblent également assez intéressantes. Une hypothèse, qui reste à valider, relierait ces structures à l'émergence d'une instabilité du type Weibel. En effet, leurs dynamiques peuvent assez bien s'expliquer par ce genre de processus, mais des questions restent en suspens comme leur taille, qui est très grandes ($\sim 100 \mu\text{m}$ en moyenne) où encore la zone sur le RCF où on les observe, qui se situe à grande distance de la zone d'interaction. On comprend bien qu'une des explications possibles et plausibles est que les électrons chauds qui se propagent le long des surfaces de la cible sont confinés à la fois par les champs électriques et magnétiques de surfaces. Une fois ces champs devenus trop faibles (c'est-à-dire à une certaine distance de la zone d'interaction, dans notre cas de l'ordre de 500-750 μm), les électrons chauds se dirigent soit vers le vide, soit dans la cible. Lorsqu'ils sont dirigés vers la cible, ils s'ajoutent aux électrons recirculant à l'intérieur et nous avons l'émergence de canaux de courant qui fusionnent jusqu'à atteindre la limite en courant d'Alfvén, ce qui fixe alors les dimensions des canaux de courants.

LES CHAMPS MAGNETIQUES EXTERNES

La seconde grande partie de cette thèse s'est intéressée à la génération de forts champs magnétiques (40 T) en environnement laser. La plateforme que nous avons développée permet de produire, de manière sûre pour les optiques dans la chambre d'expérience et le personnel travaillant autour, un fort champ magnétique (40 T) dans un volume de 2250 mm^3 et avec un taux de répétition compatible avec la plupart des lasers de puissance. Le succès d'un tel couplage réside avant tout dans la synergie des différents laboratoires et l'apport de leurs compétences mutuelles. Le couplage entre un plasma produit par laser et un champ magnétique externe intense (jusqu'à 40 T) peut être d'un intérêt considérable pour divers domaines de recherches, par exemple des études en FCI sur le schéma

Magnetized Target Fusion (MTF). Ce schéma tire parti d'un champ magnétique externe qui est piégé et comprimé dans un plasma en implosion ; la valeur très importante du champ magnétique qui est atteinte dans le point chaud diminue les pertes thermiques électroniques radiales et augmente ainsi la température ionique ainsi que le rendement de production des neutrons. On peut également songer à appliquer un champ magnétique externe au cours d'expériences d'accélération d'électrons par laser, parallèlement à la direction de propagation du faisceau d'électrons, afin d'améliorer le piégeage des électrons, le confinement du faisceau résultant de la giration des électrons, avec un rayon dit de Larmor, le long des lignes magnétiques.

Cependant, il sera probablement nécessaire d'adapter la conception de la bobine à chaque expérience, en augmentant par exemple le diamètre des accès parallèles et perpendiculaires au champ magnétique ou en ajoutant des accès diagnostics. On pourrait alors envisager des expériences de collimation de faisceaux d'électrons rapides, d'intérêt pour les problématiques de l'allumeur rapide par exemple.

Dans notre cas, nous nous sommes intéressés à une problématique d'astrophysique de laboratoire : l'influence d'une composante de champ poloidal (c'est-à-dire dans la direction de propagation de l'écoulement) sur la collimation et la morphologie d'un jet de plasma issu du système objet central-disque d'accrétion-jet. Il est montré que celle-ci amène à la formation d'une zone d'émissivité stationnaire (à condition que le taux de masse éjectée reste constant), très proche de l'objet central. Ceci est en accord avec des observations astronomiques effectuées sur les étoiles jeunes les plus proches d'où émanent des jets et où des zones d'émission stationnaire similaires sont observées proches des objets centraux. La composante poloidale permet alors aux jets de plasmas de rester très bien collimater mais aide également à leur stabilité.

Annexe

Rôle de l'auteur

Liste des publications

Annexe I Mesure de Densité par Inversion d'Abel : Limitations et Incertitudes sur la Mesure

Au cours de cette annexe, nous allons montrer les limitations et incertitudes qui existent lorsque l'on effectue une inversion d'Abel. En effet, cette technique de reconstruction suppose une symétrie cylindrique qui n'est pas toujours exacte et entraîne des incertitudes sur la mesure de la densité du plasma. Nous verrons que cette incertitude ne modifie néanmoins pas les caractéristiques typiques auxquelles nous sommes parvenus quant aux morphologies de jet, mais que l'inversion d'Abel permet une meilleure visualisation des phénomènes sous-jacents.

I. Les aspects de la mesure de densité par interférométrie

Lorsque l'on souhaite mesurer des densités dans des plasmas sous denses ($\sim 10^{17}$ - 10^{20} cm⁻³), il est d'usage d'utiliser un interféromètre exploitant les interférences produites entre deux ondes cohérentes. Cette mesure est basée sur un principe simple : l'indice de réfraction η dans un plasma est modifié en fonction de la densité de celui-ci, car il y a modification du trajet optique du faisceau lorsqu'il passe au travers du plasma.

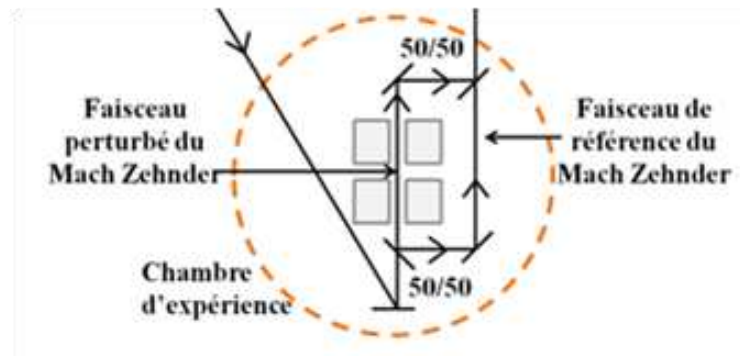


Figure I.1 Interféromètre Mach Zehnder.

L'interféromètre que nous avons utilisé est un interféromètre très simple de type Mach Zehnder (cf. Fig. I.1). Le faisceau de sondage est divisé en deux par une séparatrice avec environ 50 % d'intensité dans chacun des bras. L'un des bras passe au travers du plasma créé par l'irradiation laser de la cible alors que l'autre est utilisé comme référence et ne rencontre aucun obstacle. Les deux bras sont ensuite recombinés sur une seconde lame séparatrice avec un certain angle ε dont le but est de créer des franges d'interférence avec un interfrange $\Delta y = \lambda/\varepsilon$ où λ est la longueur d'onde du faisceau sonde. La différence de trajet optique entre le faisceau traversant le plasma de longueur L et le faisceau de référence entraîne un déphasage. Il prend pour expression :

$$\Delta\phi = \int_{\text{trajet optique}} \frac{2\pi}{\lambda} (\eta(l) - 1) dl \quad (\text{I.1})$$

L'indice de réfraction dans un plasma prend la forme suivante : $\eta(l) = \sqrt{1 - \frac{n_e(l)}{n_c}}$ [

195] avec n_e la densité électronique du plasma et $n_c [cm^{-3}] = \frac{m_e \epsilon_0 \omega_0^2}{e^2} \sim \frac{1,11 \cdot 10^{21}}{\lambda^2 [\mu m]}$ avec m_e la masse de l'électron, ϵ_0 la permittivité du vide, e la charge électrique de l'électron et ω_0 la pulsation laser. Nous allons considérer que $\sqrt{1+x} = 1 + \frac{x}{2} + \frac{x^2}{8} + 0(x^3)$ et en sachant que : $n_e \ll n_c$ on peut se limiter au premier ordre. L'expression (I.1) devient alors :

$$\Delta\phi = \frac{\pi}{\lambda n_c} \int_{\text{trajet optique}} n_e(l) dl \quad (I.2)$$

En mesurant la variation de déphasage, on peut ainsi remonter à une valeur de densité électronique sur la ligne d'observation. Dans la pratique, n_e varie dans l'espace 3D, or la plupart des mesures de $\Delta\phi$ sont réalisées sur une projection 2D du plasma (une image sur une CCD par exemple). On peut recourir à des méthodes de tomographie pour retrouver $n_e(\vec{r})$ à partir de multiples projections 2D. Plus simplement, on peut aussi considérer, dans la plupart des cas, que le plasma possède un axe de symétrie cylindrique. Une technique existe dans ce cas qui permet de remonter à des valeurs de densités électroniques volumiques : l'inversion d'Abel.

II. L'inversion d'Abel

L'inversion d'Abel dans le cadre d'analyse d'interférogramme 2D est une technique utilisée afin de remonter à des valeurs de densités électroniques volumiques. Elle nous permet de déterminer la distribution radiale de densité en supposant une symétrie cylindrique selon θ (cf. Fig. I.1). En d'autres termes, on considère que l'indice de réfraction du plasma $\eta(r, \theta, z)$ devient $\eta(r, z)$ et que le faisceau sonde se propage strictement parallèlement à l'axe x .

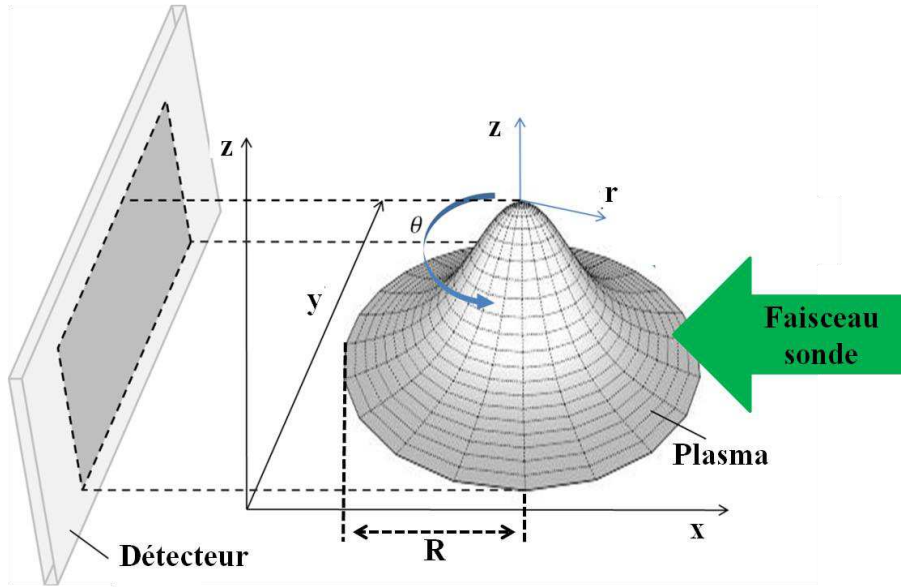


Figure I.2 Illustration de la géométrie de sondage par interférométrie dans un plasma en expansion.

On peut alors déterminer la variation de phase $\Delta\phi(r, z)$ en fonction de la densité du plasma $n_e(r, z)$ par la transformée d'Abel. On part alors de l'équation (I.2) et en sachant que $dl = \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - y_0^2}}$ on obtient, en contraignant nos calculs à $y > 0$:

$$\Delta\phi(y, z) = \frac{\pi}{\lambda n_c} 2 \int_y^{+\infty} \frac{n_e(r, z)r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr \quad (\text{I.3})$$

En appliquant la transformée d'Abel inverse, il est possible de remonter à $n_e(r, z)$:

$$n_e(r, z) = -\frac{\lambda n_c}{\pi^2} \int_r^R \left(\frac{d\Delta\phi(y, z)}{dy} \right) \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (\text{I.4})$$

La méthode numérique afin d'appliquer la transformée d'Abel inverse est basée sur la technique de Bockasten [196] et sur le calcul de la transformée de Fourier rapide [197].

III. Limitations et incertitudes sur la mesure de densité par inversion d'Abel

Il est à noter que l'inversion d'Abel suppose une symétrie cylindrique, ce qui n'est jamais parfaitement le cas. Pour un profil de densité ne possédant pas d'axe de symétrie, cette méthode n'est clairement pas adaptée. De plus lorsque $y = r$, c'est-à-dire que l'on se trouve sur l'axe de symétrie, l'intégrale ne peut être résolue et nous pouvons avoir l'apparition d'erreurs numériques. Nous allons tout d'abord montrer que dans notre cas, il est possible de déterminer un axe de symétrie (en première approximation) en s'intéressant aux résultats de densité intégrée dans la ligne de visée. Nous calculerons ensuite les incertitudes liées à l'inversion d'Abel et nous verrons qu'elles ne jouent pas un rôle majeur sur les morphologies typiques de jet, au regard de ce que l'on peut déduire intuitivement des cartes de phases, et donc que nous pouvons ainsi les utiliser pour une meilleure visualisation des phénomènes en jeu.

A. Densité dans la ligne de visée : morphologie

La Fig. I.2 expose un exemple de carte 2D de densité intégrée sur la ligne de visée :

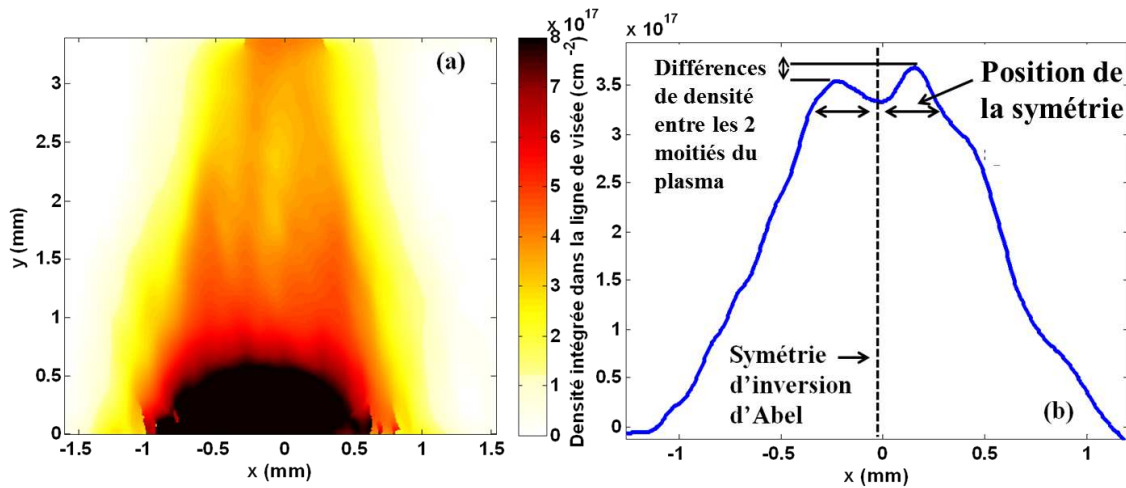


Figure I.3 (a) Densité intégrée sur la ligne de visée (cm^{-2}) pour une cible de CH irradiée par un laser $I \sim 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ et à $t \sim 10 \text{ ns}$ après le début de l'interaction (b) Coupe transverse de la densité intégrée à $y = 2.7 \text{ mm}$ où la différence de mesures entre les deux maxima de densité détermine les incertitudes que nous allons avoir.

La Fig. I.3.a nous montre la carte de densité intégrée dans la ligne de visée que nous avons obtenue pour une cible de CH irradiée par un laser $I \sim 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ et à $t \sim 10 \text{ ns}$ après le début de l'interaction. La coupe transverse prise à $y = 2.7 \text{ mm}$ illustre d'une part les disparités dans le profil de densité qui

induiront des incertitudes plus ou moins grandes lorsque nous effectuerons l'inversion d'Abel, et d'autres part l'importance de bien positionner la ligne de symétrie de l'inversion.

Une morphologie respectée au regard de ce qu'on peut déduire intuitivement des cartes de phases et des analyses d'inversion d'Abel :

Comme nous pouvons le remarquer sur la Fig. I.4, on peut observer autour de $x = 0$ mm et pour $y = 2,4$ mm et $y = 2,7$ mm, la présence d'une cavité au centre du jet qui se rétrécit progressivement en s'éloignant de la zone d'interaction. A $y = 3,1$ mm, on peut clairement voir qu'il n'y a plus la présence de cette cavité et que les deux bras de plasmas sont entrés en collision.

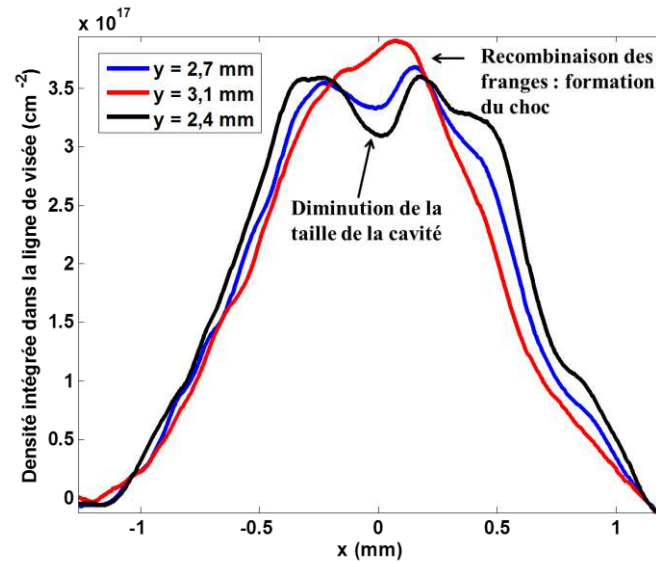


Figure I.4 Coupe transverse de la densité intégrée sur la ligne de visée de la Fig I.2.a pour différentes positions y .

On peut également s'intéresser, par exemple, à la morphologie du jet reconstruit à 14 ns après le début de l'interaction (cf. Fig. I.4).

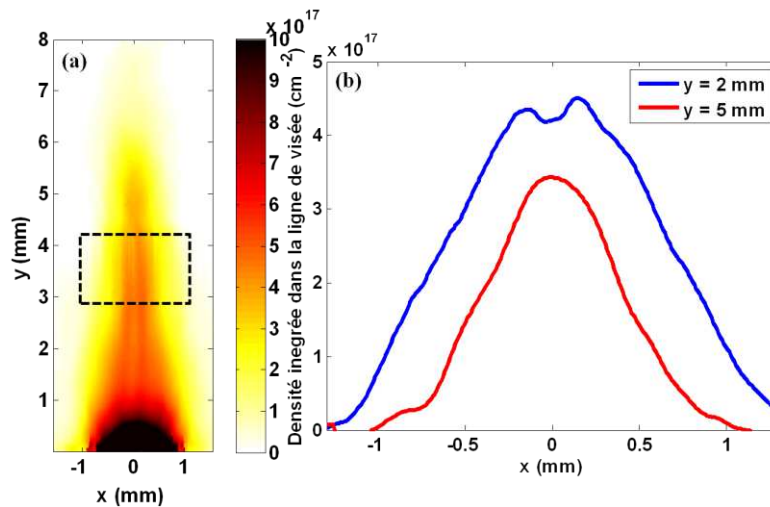


Figure I. 5 (a) Densité intégrée sur la ligne de visée (cm^{-2}) pour une cible de CH irradiée par un laser $I \sim 10^{12}$ W.cm^{-2} à 14 ns après le début de l'interaction (b) Coupe transverse de la densité intégrée à $y = 2$ mm et $y = 5$ mm.

On remarque que les morphologies sont bien cohérentes, d’une part avec ce que l’on peut déduire intuitivement des cartes de phases et d’autre part avec les résultats d’inversion d’Abel. C’est-à-dire que nous observons toujours :

- L’apparition d’une cavité à la base du jet clairement visible sur les données expérimentales
- La convergence des deux bras de plasmas formant par la suite un choc conique stationnaire si le taux d’éjection de masse est constant.

B. Incertitudes sur l’inversion d’Abel

Nous allons déterminer au cours de cette section l’incertitude liée à l’inversion d’Abel d’une carte de phase 2D afin de calculer une densité électronique car nous avons pu remarquer (cf. Fig. I.3.b) que le profil de densité n’était pas exactement symétrique : il existe de petites différences. Nous allons définir cette incertitude de la façon suivante : dans un premier temps on effectue l’inversion d’Abel pour les deux demi plans $x < 0$ mm et $x > 0$ mm (cf. Fig. I.4.a). On évalue ensuite la différence entre ces deux inversions d’Abel, ce qui détermine les incertitudes caractéristiques que nous pouvons avoir. Afin d’illustrer par des exemples ces incertitudes, nous allons reprendre le même tir que celui de la figure I.3.

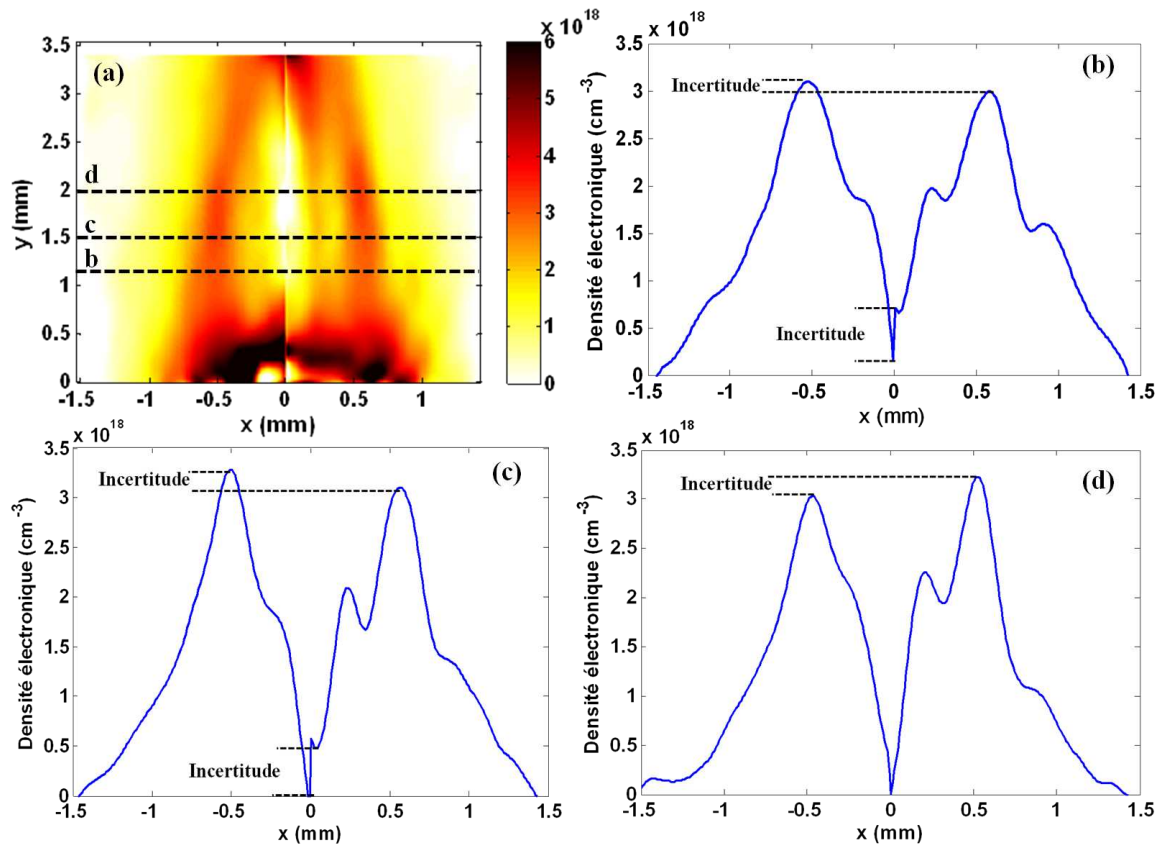


Figure I.6 (a) Deux demis plans de l’inversion d’Abel pour le tir de la figure I.3. Coupe transverse de la figure (a) pour (b) $y = 1,2$ mm, (c) $y = 1,5$ mm et (d) $y = 2$ mm.

Les coupes transverses de la Fig. I.5.a sont exposées en Fig. I.5.b, I.5.c et I.5.d à distances variables de la zone d’interaction ($y = 0$ mm). Ainsi on peut évaluer pour chaque coupe, une incertitude sur la valeur maximale et minimale de densité sur les bords de la cavité ainsi qu’en son centre. A $y = 1,2$ mm, la valeur maximale de densité au bord est comprise entre $(3-3,1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3})$ et la valeur minimale de densité est de l’ordre de $(0-1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3})$. Il existe également une incertitude sur la position du

maximum : elle est située autour de (0.52-0.58 mm). Dans le cas de $y = 1,8$ mm, l'incertitude en densité est du même ordre de grandeur ($3,24-3,32 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) et celle sur la position reste constante (0,48-0,54 mm). Ainsi pour chaque coupe transverse, on peut déterminer une incertitude sur la valeur de la densité.

Remarque sur l'incertitude de l'axe de symétrie de l'inversion :

L'incertitude sur la position de l'axe de symétrie de l'inversion d'Abel n'est pas très importante car, nous arrivons assez bien à déterminer cet axe en comparant les deux demi images. La figure I.7 montre deux exemples :

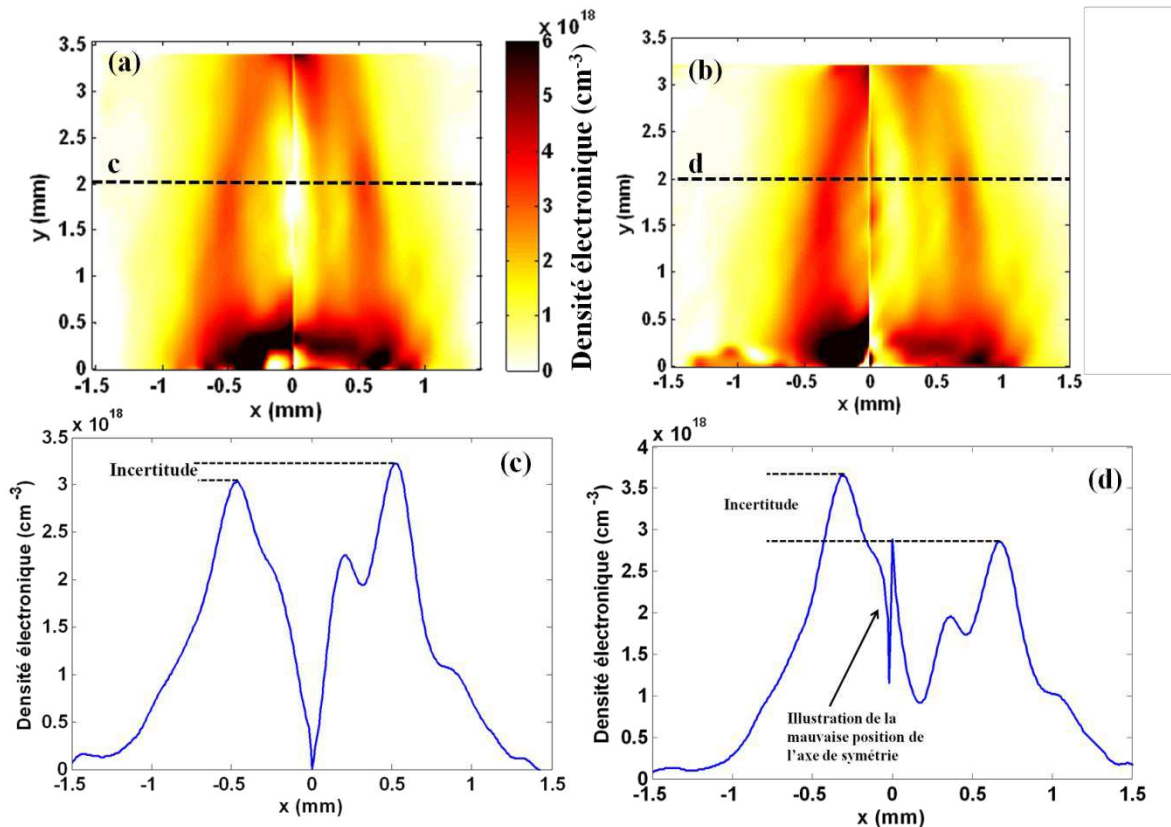


Figure I.7 Illustration de l'importance de l'axe de symétrie. (a) Inversion d'Abel où l'axe de symétrie est à peu près bien placé et (c) coupe transverse à $y = 2$ mm associée. (b) Inversion d'Abel où l'axe de symétrie est légèrement décalé ($\sim 100 \mu\text{m}$) par rapport à (a) et (d) coupe transverse à $y = 2$ mm associée.

Le premier exemple illustre une position de l'axe de symétrie relativement correct. Dans ces conditions, en effectuant une coupe transverse (cf. Fig. I.7.c) de la Fig. I.7.a, on remarque que la symétrie entre les $x > 0$ et les $x < 0$ est assez bonne. En revanche, dans le second, en décalant l'axe de symétrie d'environ $100 \mu\text{m}$, la symétrie est détruite (cf. Fig. I.7.d). Cet exemple montre donc qu'il est assez raisonnable de penser qu'il n'existe pas une grosse incertitude sur la position de l'axe de symétrie car nous arrivons relativement bien à le localiser. Elle correspond alors à la variation Δx pour lequel l'amplitude de l'incertitude en y varie assez peu, avant d'obtenir de fortes variations, comme cela est le cas sur la Fig. I.7.b. On obtient alors : $\Delta x \sim \pm 60 \mu\text{m}$.

Validation de la symétrisation du profil de densité issue de l'inversion d'Abel :

L'inversion d'Abel nous permet d'obtenir un demi-plan de l'interférogramme. Cependant, il est toujours plus visuel de montrer un plan complet en symétrisant le profil gauche de la Fig. I.7.a sur la

partie droite de l’image par exemple. Afin de regarder la validité d’une telle symétrisation, nous allons comparer les profils de densité du plan gauche et droit de la Fig. I.8, pour différentes valeurs de x . Les résultats sont exposés en Fig. I.8 :

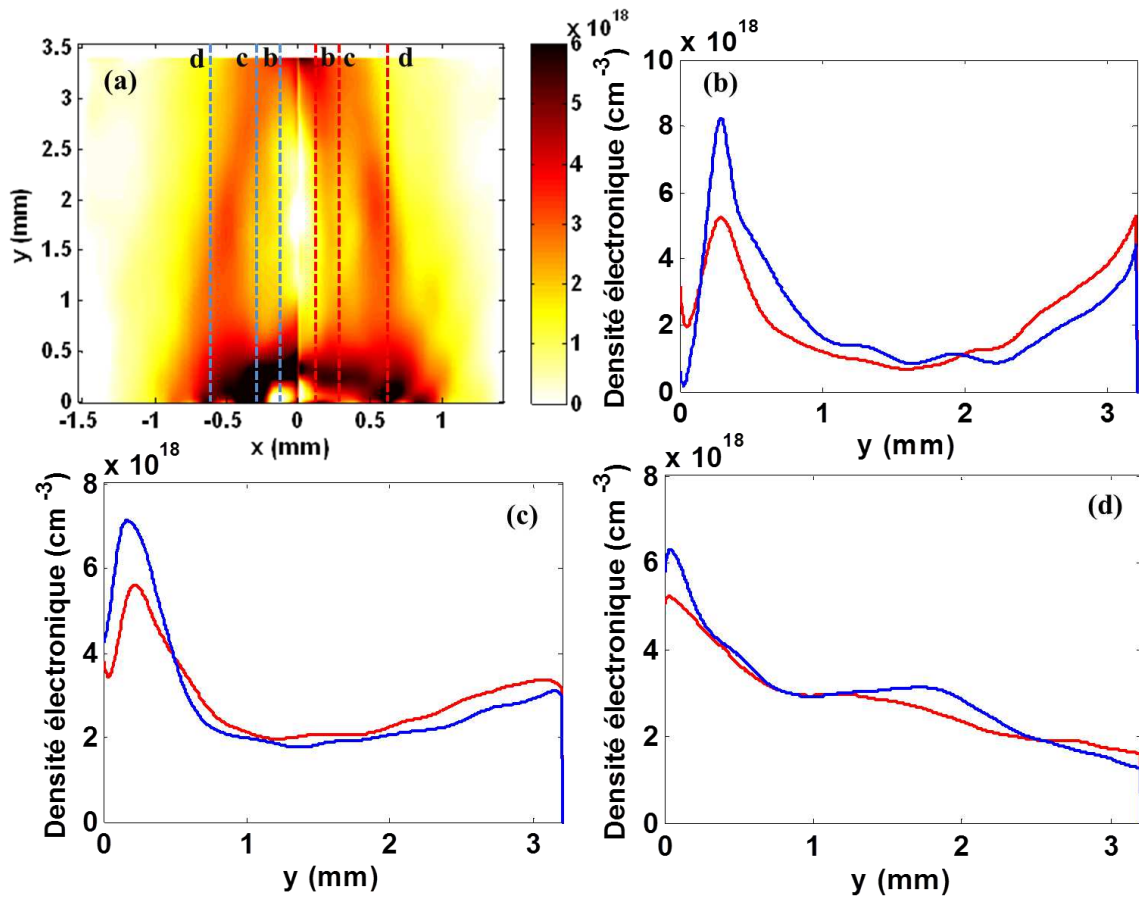


Figure I.8 Illustration des différents profils de densité pour les deux demi plan de (a) et cela pour (b) $x = 100 \mu\text{m}$, (c) $x = 230 \mu\text{m}$ et (d) $x = 600 \mu\text{m}$.

D’après la Fig. I.8, nous pouvons voir qu’il existe un très bon accord entre les profils de densité du demi-plan gauche et droit de la Fig. I.8.a, pour des valeurs $y > 400 \mu\text{m}$. En effet, proche de la zone d’interaction, des différences notables sont observées. En revanche à des distances $y > 1 \text{ mm}$, les profils sont quasi les mêmes à de petites différences près. Notre objectif est bien de regarder des morphologies de jet à des distances supérieures à $y = 500 \mu\text{m}$. Ainsi la symétrisation est autorisée afin de rendre les morphologies observées plus visuelles.

Visualisation des incertitudes :

Nous traçons maintenant le profil de densité avec les incertitudes sur l’inversion d’Abel du demi-plan gauche de la Fig. I.6.a pour $y = 1,8 \text{ mm}$. Il est à noter que proche du centre ($x = 0 \text{ mm}$), les incertitudes deviennent plus importantes. Nous observons que malgré des incertitudes assez importantes, les morphologies caractéristiques que l’on peut déduire des mesures de phases brutes sont bien respectées avec un trou de densité au centre et sur les bords de celle-ci une accumulation de plasma. La Fig I.9 illustre les incertitudes qui ont été calculées en utilisant la technique décrite ci-dessus.

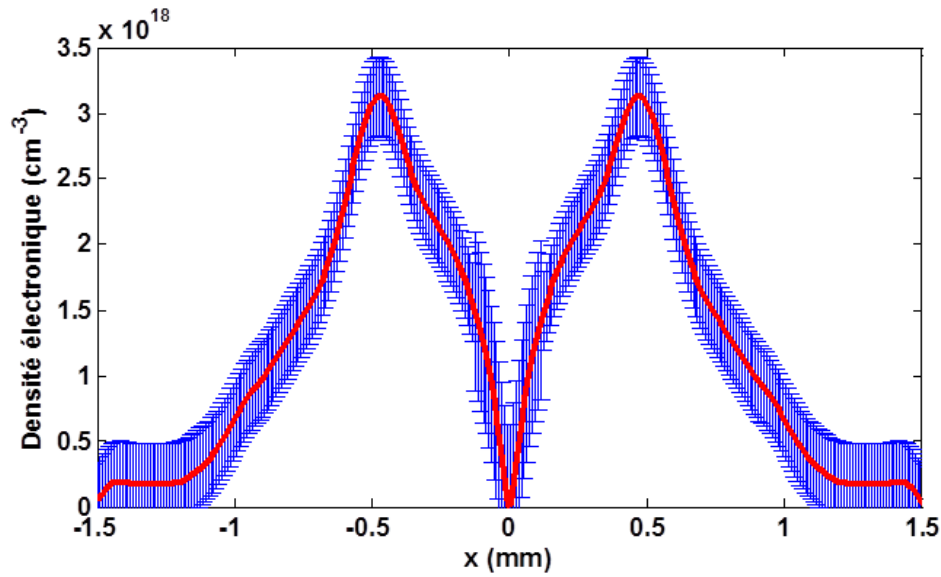


Figure I. 9 Coupe transverse à $y = 1,8$ mm du demi plan gauche de la Fig. I.6.a symétrisée avec visualisation des incertitudes liées à l'inversion d'Abel. La morphologie globale n'est pas modifiée par rapport à nos analyses de cartes de phases.

La figure I.10 illustre le cas de la Fig. I.7 (10 ns avec $y = 1,5$ mm) qui est comparée avec un tir à 11 ns, $y = 1,5$ mm sans champ magnétique. Nous pouvons remarquer que les incertitudes ne jouent pas un rôle important dans la morphologie du jet. Il existe également de très fortes différences entre le cas sans champ magnétique et le cas avec champ qui ne sont pas liés aux incertitudes de la méthode malgré le fait que les incertitudes dans le cas de la Fig. I.10 aient été maximisées. C'est-à-dire que nous considérons 2 zones : la cavité du centre et les bords de la cavité (parois de la cavité). Nous prenons l'incertitude la plus élevée dans une zone considérée et nous l'appliquons à la zone entière.

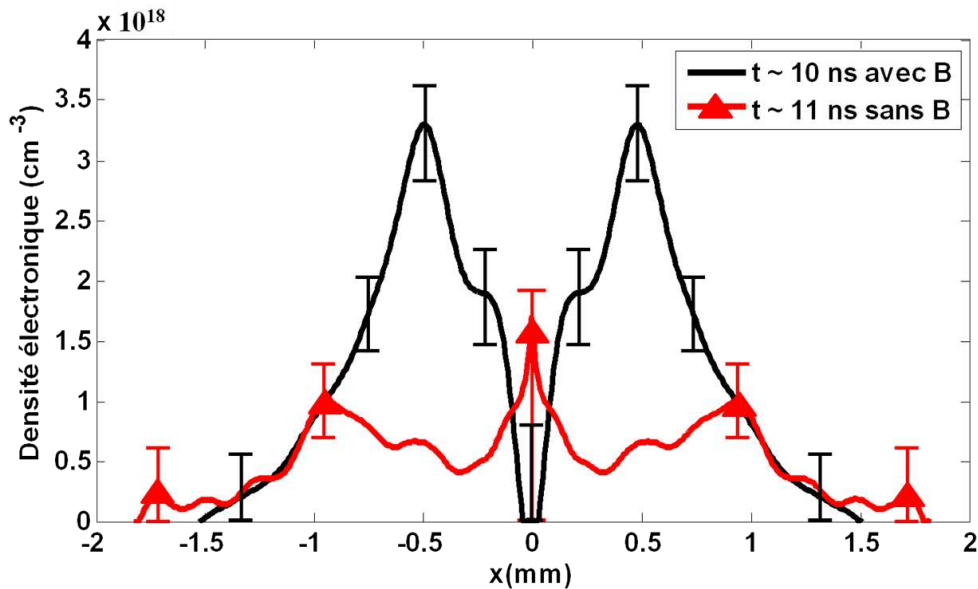


Figure I.10 Coupe transverse de la figure I.6.a symétrisée pour le cas avec champ magnétique (courbe noire) qui est comparée à un cas sans champ magnétique (courbe rouge)

D'une manière générale, on remarque tout de suite le désavantage de l'inversion d'Abel lorsque l'on souhaite faire des études quantitatives si les données ne sont pas parfaitement symétriques. Dans le

cadre du chapitre 1 les incertitudes peuvent poser des problèmes, car nous souhaitons comparer quantitativement la densité issue de FCI2 avec nos résultats expérimentaux, il est donc nécessaire de bien illustrer les différences de densités de part et d’autre de la ligne d’inversion d’Abel (cf. Fig. 1.25 où la ligne de symétrie est localisée à $y = 0$ mm). Un moyen raisonnable de lisser ces incertitudes peut être ensuite d’effectuer une moyenne des deux demi-images.

Dans le cadre du chapitre 3, cela est moins important, car nous ne comparons pas quantitativement nos résultats expérimentaux avec les codes de simulations DUED+GORGON mais bien des morphologies typiques.

CONCLUSION

Nous avons vu que les morphologies typiques de jet de plasma étaient respectées, et cela, même en effectuant une inversion d’Abel. Il est vrai que les incertitudes liées à cette méthode d’analyse sont conséquentes, mais n’influencent pas nos conclusions, car ces incertitudes sont tout de même inférieures aux modulations de densité observées. Nous ferons le choix d’utiliser des images expérimentales avec une inversion d’Abel car celles-ci sont plus visuelles pour expliquer les phénomènes sous-jacents.

[195] P. Mora, lecture notes, *Introduction to Plasma Physics*, École Polytechnique, Palaiseau (2009)

[196] K. Bockasten, J. of the Optical Society of America, **51**, 943 (1961)

[197] M. Kalal and K. A. Nugent, Applied Optics **27**, 10 (1988)

Rôle de l'Auteur

Cette thèse a fait l'objet de nombreuses collaborations nationales et internationales permettant de comparer des résultats expérimentaux novateurs à des simulations numériques pertinentes. Bien que ma contribution ait été prépondérante du point de vue expérimental, il est évident que je n'ai pu, à moi seul, effectuer tout ce travail. Il est donc nécessaire de clarifier mes différentes contributions à ce manuscrit.

Chapitre 1 : Dynamique expérimentale de champs magnétiques autogénérés en régime nanoseconde.

Je me suis principalement occupé de l'aspect expérimental de ce chapitre, notamment en préparant l'expérience qui s'est déroulée sur l'installation laser TITAN de Livermore (matériel, diagnostics). J'ai également participé activement aux tâches journalières de l'expérience (alignement de la plateforme de cibles, alignement du diagnostic d'émission X) avec notamment la lourde responsabilité du bon fonctionnement de notre diagnostic principal, à savoir la radiographie par protons. J'ai ensuite dirigé l'analyse, l'interprétation et l'exploitation des différents diagnostics utilisés en partenariat avec mes collègues, notamment en encadrant des étudiants en stage qui m'ont aidé dans cette analyse. Pour ce faire, j'ai réalisé et fait réaliser des programmes MATLAB et j'ai utilisé un code de déflectométrie de protons, initialement développé par L. Lancia, auxquels j'ai apporté quelques retouches. J'ai fourni à mes collègues du CEA les conditions initiales des simulations qui ont été effectuées pour chaque tir expérimental. Il a ainsi été possible d'obtenir des simulations au plus proche de l'expérience. Ces simulations ont été réalisées par C. Boniface du CEA et son équipe. Les discussions et les conclusions qui s'en suivirent sont le fruit d'un échange entre les différents participants à ce projet.

Chapitre 2 : Dynamique expérimentale et numérique des champs magnétiques autogénérés en régime picoseconde.

Au cours de ce chapitre, ma contribution a été majoritairement expérimentale, mais également numérique en utilisant le code PICLS, auquel j'ai été formé par E. d'Humières du CELIA. D'un point de vue expérimental, comme cela a déjà été le cas dans le chapitre 1, je me suis occupé de préparer l'expérience se déroulant sur l'installation laser TITAN de Livermore. J'ai également eu la responsabilité de l'alignement de la plateforme de cible (deux cibles + un miroir plasma) et du bon fonctionnement de la radiographie par protons. Je me suis ensuite chargé de l'analyse, de l'interprétation et de l'exploitation de l'ensemble des résultats expérimentaux. J'ai utilisé le code PICLS pour modéliser la première phase de génération de champ magnétique mettant en jeu les électrons rapides. J'ai adapté l'architecture de notre expérience à la simulation (profil de densité, dimensions de la boîte, forme de l'impulsion laser, etc...). La deuxième phase d'expansion hydrodynamique du plasma, simulée par CHIC, a été le fruit d'une étroite collaboration entre notre équipe (moi et mes deux directeurs de thèse) et les collègues du CELIA (P. Nicolai, J. Breil, V. Tikonchuk et E. d'Humieres).

Concernant la partie sur les champs de petites échelles, je me suis concentré sur l'analyse et l'interprétation des résultats expérimentaux à la lumière des travaux théoriques trouvés dans la littérature.

Chapitre 3 : Les jets astrophysiques simulés en laboratoire : influence d'une composante poloidale de champ sur la collimation et la morphologie de plasma produit par laser : expérience et simulation.

Nous allons diviser cette section en 2 parties distinctes : la première concernera la génération du fort champ magnétique en environnement laser et la seconde l'astrophysique de laboratoire.

Génération d'un fort champ magnétique en environnement laser :

Au cours de cette partie, je me suis attelé à réaliser et/ou tester différentes conceptions de bobine (réalisation et test d'une bobine « single turn », test d'une conception de T. Hermannsdorfer du laboratoire de Dresde). L'architecture finale de la bobine a ensuite été le fruit de discussions techniques entre notre équipe et les gens du LNCMI de Toulouse (J. Béard, J. Billette et O. Portugall) afin d'en caractériser les avantages et les inconvénients dans un environnement laser. La bobine a ensuite été fabriquée par le LNCMI (J. Béard). A sa venue au LULI, j'ai aidé J. Béard en réalisant le couplage entre l'installation laser ELFIE et le générateur de courant (synchronisation au laser, ligne de transmission). J'ai ensuite effectué les différents tests de la bobine finale et validé son couplage au laser. Je me suis occupé pendant toute l'expérience de l'exploitation du système. J'ai, par la suite, testé et caractérisé d'autres bobines produites au LNCMI et qui ont été utilisées par mon équipe dans d'autres expériences.

Astrophysique de laboratoire :

Au cours de cette partie, ma contribution a été principalement expérimentale. J'ai été en charge de la préparation et de la mise en œuvre de l'expérience sur l'installation ELFIE du LULI (alignement de la cible, génération du champ magnétique et alignement des diagnostics). J'ai eu la charge de l'interférométrie, de l'analyse des résultats expérimentaux (encore une fois, en encadrant des étudiants en stage) et de leur exploitation en termes d'astrophysique de laboratoire. Les simulations de l'expérience (DUED-GORGON) ainsi que les simulations astrophysiques (RAMSES) ont été réalisées par T. Vinci du LULI et A. Ciardi du LERMA. L'interprétation des résultats et le choix des simulations pertinentes s'est fait de concert entre les différents acteurs ayant pris part au projet.

Liste de Publications

Measuring hot electron distributions in intense laser interaction with dense matter

P.Antici, B.Albertazzi, P.Audebert, S.Buffechoux, F.Hannachi, E.d'Humières, F.Gobet, T.Grismayer, A.Mancic, M.Nakatsutsumi, C.Plaisir, L.Romagnani, M.Tarisien, Y.Sentoku and J.Fuchs ,

New Journal of Physics **14**, 063023 (2012)

Proton Radiography Measurement of Self-generated Magnetic Field Dynamics following the Irradiation of Solid Targets by a Long Pulse Laser

B. Albertazzi, C. Boniface, P. Antici, M. Borghesi, S.Buffechoux, S. Chen, D. Doria, KC. Le Thanh, L.Lancia, Ph.Mellor, M. Nakatsutsumi, C. Peth, R. Shepherd, M. Swantusch, O. Willi, H. Pépin and J. Fuchs

39th EPS Conference on Plasma Physics 2012 & 16th Int. Congress on Plasma Physics **Vol 1**, p 484-487 (2012)

Longitudinal proton probing of ultrafast and high-contrast laser-solid interactions

B. Albertazzi, P. Antici, J. Bocker, M. Borghesi, S. Chen, V. Dervieux, E. d'Humières, L. Lancia, M. Nakatsutsumi, R. Shepherd, L. Romagnani, Y. Sentoku, M. Swantusch, O. Willi, H. Pépin and J. Fuchs

EPJ Web of Conferences **59**, 17014 (2013)

Investigation of laser-driven proton acceleration using ultra-short, ultra-intense laser pulses

S. Fourmaux, S. Buffechoux, B. Albertazzi, D. Capelli, A. Levy, S. Gnedyuk, L. Lecherbourg, P. Lassonde, S. Payeur, P. Antici, H. Pepin, R. S. Marjoribanks, J. Fuchs, and J. C. Kieffer, Physics of Plasmas **20**, 013110 (2013)

Astrophysics of Magnetically Collimated Jets Generated from Laser-Produced Plasmas

A. Ciardi, T. Vinci, J. Fuchs, B. Albertazzi, C. Riconda, H. Pépin, and O. Portugall, Phys. Rev. Lett **101**, 025002 (2013)

Production of large volume, strongly magnetized produced plasmas by use of pulsed external magnetic fields

B. Albertazzi, J. Béard, A. Ciardi, T. Vinci, J. Albrecht, J. Billette, T. Burris-Mog, S. N. Chen, D. Da Silva, S. Dittrich, T. Herrmannsdörfer, B. Hirardin, F. Kroll, M. Nakatsutsumi, S. Nitsche, C. Riconda, L. Romagnani, H.-P. Schlenvoigt, S. Simond, E. Veuillot, T. E. Cowan, O. Portugall, H. Pépin, and J. Fuchs,

Rev. Sci. Instrum **84**, 043505 (2013)

Generation of Laser-Driven Higher Harmonics from Grating Targets

M. Cerchez, A. L. Giesecke, C. Peth, M. Toncian, B. Albertazzi, J. Fuchs, O. Willi, and T. Toncian Phys. Rev. Lett **101**, 065003 (2013)

Review of High Energy Density Physics in Europe

J. Fuchs, B. Albertazzi, S. Alvarez, S. Atzeni, A. Benuzzi-Mounaix, C. Boniface, E. Brambink, A. Ciardi, E. D'Humieres, L. A. Gizzi, M. Harmand, S. Hulin, P. McKenna, J. L. Miquel, M. Koenig, A. Ravasio, S. J. Rose, M. Roth, V. T. Tikhonchuk and N. Woolsey

The Review of Laser Engineering, **41**, 39-44 (2013)

Investigation of longitudinal proton acceleration in exploded targets irradiated by intense short-pulse laser

M. Gauthier, A. Lévy, E. d'Humières, M. Glessier, B. Albertazzi, C. Beaucourt, J. Breil, S.N. Chen, V. Dervieux, J. L. Feugeas, P. Nicolai, V. T. Tikhonchuk, H. Pépin, P. Antici and J. Fuchs

Physics of Plasmas **21**, 013102 (2014)

A laser-accelerated ion beam focusing device based on enhanced short pulse laser driven thermoelectric magnetic fields

B. Albertazzi, E. d'Humières, L. Lancia, V. Dervieux, J. Breil, J. L. Feugeas, P. Nicolai, P. Antici, J. Bocker, S. N. Chen, M. Nakatsutsumi, L. Romagnani, R. Shepherd, Y. Sentoku, M. Swantusch, V. T. Tikhonchuk, M. Borghesi, O. Willi, H. Pepin, J. Fuchs

In writing

Laboratory formation of a scaled protostellar jet by co-aligned poloidal magnetic field

B. Albertazzi, A. Ciardi, M. Nakatsutsumi, T. Vinci, J. Béard, R. Bonito, J. Billette, Z. Burkley, S. N. Chen, T. E. Cowan, T. Hermannsdorfer, F. Kroll, L. Romagnani, C. Riconda, H-P. Schlenvoigt, M. Huarte-Espinoza, A. Franck, O. Portugall, H. Pépin and J. Fuchs

Submitted

Brevets :

Un brevet « DISPOSITIF DE MAGNETISATION DE PLASMA LASER PAR CHAMP MAGNETIQUE PULSE » (n° 1351750) a été déposé le 27 février 2013.

Un brevet « LENTILLE MAGNETIQUE COMPACTE ET ACHROMATIQUE » (n° 1260040) a été déposé le 22 octobre 2013.
